SÉRIE A,
N° D'ORDRE

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jocelyne Letessier

PREMIÈRE THÈSE

RECHERCHE DE CLASSES DANS LES TRANSITIONS γ
QUADRUPOLAIRES MAGNETIQUES

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le MAI 1970 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC Président

M. RIOU
R. ARVIEU
A. GALLMANN
R. FOUCHER
} Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551515_0022

SÉRIE A,
N° D'ORDRE

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jocelyne Letessier

PREMIÈRE THÈSE

RECHERCHE DE CLASSES DANS LES TRANSITIONS γ
QUADRUPOLAIRES MAGNETIQUES

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le MAI 1970 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC Président

M. RIOU
R. ARVIEU
A. GALLMANN
R. FOUCHER
} Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mon père, in memoriam

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui a bien voulu m'accueillir à l'Institut de Physique Nucléaire et qui a manifesté un intérêt bienveillant pour cette étude.

Messieurs les Professeurs A. GALLMANN et M. RIOU ont accepté d'être membres du Jury, je les en remercie sincèrement.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur R. FOUCHER qui m'a acceptée dans son équipe, m'a suggéré ce travail et m'a constamment guidée au cours de sa réalisation par ses conseils et ses critiques, me faisant bénéficier de sa grande expérience.

Je remercie vivement

- Monsieur le Professeur R. ARVIEU ainsi que O. BOHIGAS pour les discussions que j'aie eues avec eux et pour les conseils précieux qu'ils m'ont prodigués au cours des calculs effectués sur les étains.
- Messieurs R. LOMBARD et R. PIEPENBRING qui m'ont fait de fructueuses suggestions et qui ont bien voulu effectuer des calculs théoriques se rapportant à cette étude.
- Enfin Monsieur N. PERRIN qui m'a fait profiter de sa haute compétence dans la mesure des vies moyennes.

Une partie de ce travail a été réalisée en collaboration avec Messieurs M. CAILLIAU et C. BOURGEOIS, je leur suis très reconnaissante de l'aide qu'ils m'ont apportée. Mes remerciements sincères vont aussi à Monsieur H. BERNAS pour les suggestions qu'il m'a faites lors de l'étude du ^{140}Ce. D'autre part, ce travail n'aurait pu se faire sans le dévouement et la compétence de Messieurs G. CORBE, J.C. CUZON, J. De SOUZA, E. FESTA, A. HRISOHO, G. LANDOIS, A. RICHARD, J.G. SCHILLER et de Mademoiselle V. MELLET, qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Enfin, j'associe à ces remerciements Messieurs B. ADER, P. PARIS, Madame P. KILCHER et Mademoiselle J. TREHERNE qui à des titres divers ont facilité mon travail et tous ceux, chercheurs et techniciens qui m'ont aidée avec gentillesse jusqu'à son édition.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 3

1ère Partie

Détermination expérimentale des probabilités de transition : mesures des vies moyennes et mesures de faibles proportions de M2 ou E2 dans les transitions E1+M2 ou M1+E2 par la méthode des corrélations angulaires. 5

Chapitre I - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES 9

1. Appareillage utilisé pour les mesures des corrélations angulaires 9

a) Description de l'ensemble 9
b) Table de corrélations angulaires automatique 10
c) Emetteur, dispositif de transfert des données de la mémoire de l'analyseur à l'unité de bande magnétique 11
d) Récepteur, mémoire tampon, unité de bande magnétique 12

2. Appareillage utilisé pour les mesures de vies moyennes 13

a) Vies moyennes < 10 ns 13
b) Vies moyennes longues 14

Chapitre II - DIFFICULTES RENCONTREES DANS LA DETERMINATION DES FAIBLES PROPORTIONS DE M2 OU E2 ET DES VIES MOYENNES 15

1. Difficultés liées au schéma de niveaux 15

2. Difficultés au niveau de la détection et de l'analyse 18

a) Corrélations angulaires 18
b) Vies moyennes 21

3. Difficultés dues à l'environnement du noyau 23

a) Effets paramagnétiques 23

b) Interactions quadrupolaires électriques dépendantes du temps - sources liquides 24
c) Interactions quadrupolaires électriques statiques - sources NLa et O_3La_2 . 24

Chapitre III - RESULTATS 27

1. ^{140}Ce 27

a) Etude préliminaire du ^{60}Ni 27
b) Résultats expérimentaux 27
c) Comparaison des probabilités de transition expérimentales et théoriques .. 30

2. ^{118}Sn 32

3. ^{169}Tm 33

4. ^{103}Pd 33

5. ^{191}Pt 34

2ème Partie

Transitions quadrupolaires magnétiques dans les noyaux atomiques 35

Chapitre I - CALCULS DES PROBABILITES DE TRANSITION 39

1. Probabilités de transition expérimentales 39

2. Probabilités de transition théoriques pour les noyaux sphériques et facteurs d'interdiction correspondants 39

3. Probabilités de transition théoriques pour les noyaux déformés et facteurs d'interdiction correspondants 41

a) Noyaux de masse impaire 41
b) Noyaux pairs-pairs 45
c) Noyaux impairs-impairs 46

Chapitre II - DISCUSSION 47

1. Transitions M2 pures 47

a) Noyaux près des couches magiques en protons et en neutrons (A voisin de 16, 40 et 208) 47
b) Noyaux déformés ($150 < A < 190$ et $A > 230$) 55
c) Noyaux "intermédiaires" 66
d) Noyaux impairs-impairs 75

2. Transitions E1+M2 75

3. Conclusion 78

CONCLUSION 81

INTRODUCTION.

De même que l'étude des rayonnements émis par les atomes et les molécules a permis en grande partie, de déterminer leur structure, l'étude des rayonnements émis par les noyaux atomiques est à la base des modèles qui décrivent leur organisation :

- L'existence des transitions magnétiques d'ordre quatre (M4), leur emplacement dans la carte des noyaux et leur probabilité d'émission ont été parmi les premiers éléments qui ont servi à tester le modèle à particule indépendante des noyaux atomiques.

- La présence systématique , dans les noyaux pairs en neutron et en proton, d'un premier état excité de moment angulaire total 2 et de parité positive donnant naissance à des transitions quadrupolaires électriques (E2), beaucoup plus rapides que ne le prévoyait le modèle à particule indépendante dans un potentiel sphérique, a été un des éléments qui ont suggéré la notion de mouvement collectif des nucléons.

- Les très grands taux de transition E2, entre états paraissant constituer une bande de rotation, ont été une des bases du modèle de BOHR et MOTTELSON qui implique une déformation permanente pour ces noyaux.

- Enfin, les transitions dipolaires électriques (E1) de basse énergie n'ont pu s'expliquer que dans un modèle à particule indépendante dans un potentiel déformé (modèle de NILSSON).

Un travail sur le nombre restreint de transitions quadrupolaires magnétiques (M2) connues, fait au laboratoire en 1961 par R. FOUCHER et A.G. DE PINHO, semblait bien mettre en évidence des classes de transitions M2. Nous avons cherché bien que cela soit toujours difficile expérimentalement étant donné les faibles intensités des rayonnements M2, à voir si, en considérant un plus grand nombres de transitions M2, on pouvait toujours définir des classes, puis nous avons essayé de faire correspondre à chacune d'elle une propriété particulière du noyau.

Certaines parties M2 de transitions E1+M2 semblaient former une classe de transitions accélérées or les rapports de mélange M2/E1 de ces transitions étaient déterminés à partir des coefficients de conversion interne et dans les cas considérés celle-ci est très souvent anormale sauf dans la couche L_{III} (effet de pénétration). Pour vérifier l'existence de cette classe il y avait deux possibilités : soit connaître avec précision la conversion dans la couche L_{III} de ces rayonnements afin de confirmer ou d'infirmer le pourcentage M2 donc la probabilité de transition correspondante, soit déterminer ces pourcentages M2 par la méthode des corrélations angulaires. Les corrélations angulaires sont beaucoup plus sensibles à la présence de faibles proportions de E2 ou M2 dans les transitions M1+E2 ou E1+M2 et ne dépendent pas de la structure du noyau, pourtant elles ont été très peu utilisées. Cela peut s'expliquer par les nombreuses difficultés rencontrées dans les mesures de ce type : Les transitions γ intéressantes sont souvent de faible

intensité, les pics photoélectriques se superposent à un fond Compton très important dû aux autres rayonnements γ qui compliquent énormément l'analyse. D'autre part les corrélations angulaires peuvent être perturbées par les interactions des moments nucléaires avec les champs électriques et magnétiques dus à l'environnement du noyau (interactions hyperfines).

Pour étudier systématiquement les transitions M2 nous devions donc : analyser les mesures de conversion interne, définir les conditions nécessaires à la mesure des faibles rapports de mélange dans des transitions E1+M2 et M1+E2 par corrélations angulaires, mesurer des vies moyennes des niveaux se désexcitant par M2, enfin faire une recherche bibliographique approfondie pour repérer le plus grand nombre possible de transitions M2 disponibles.

Pour tester nos mesures de rapports de mélange par corrélations angulaires il fallait d'abord étudier une corrélation angulaire difficilement perturbable entre rayonnements purs, E2 par exemple, puis une corrélation a priori assez peu perturbable entre rayonnements dont l'un était un mélange M1+E2 ou E1+M2 à faible pourcentage E2 ou M2 et dont le mélange pouvait être comparé aux prévisions théoriques d'un modèle assez satisfaisant par ailleurs (noyaux magiques ou semi-magiques). Enfin il fallait étudier une corrélation angulaire dans un noyau à grand moment quadrupolaire électrique. Il fallait aussi pouvoir mesurer des vies moyennes de quelques picosecondes à plusieurs millisecondes.

Ce sont les différents aspects de notre recherche d'éventuelles classes de transitions M2 que nous exposerons dans ce mémoire.

Dans une première partie nous décrirons quelques mesures de vies moyennes ainsi que les deux premières étapes de la mesure de faibles proportions, de E2 ou M2, par corrélations angulaires, effectuée sur le ^{60}Ni et le ^{140}Ce.

Ce dernier noyau a été choisi car sa structure électronique particulière [1] en a fait un sujet d'étude pour les physiciens du solide qui utilisent de plus en plus la méthode des corrélations angulaires perturbées. Il était interessant pour nos collègues d'Orsay, travaillant dans ce domaine, que la corrélation non perturbée soit bien connue pour éviter des interprétations erronnées comme cela a pu être le cas pour d'autres terres rares. D'autre part la connaissance de la corrélation angulaire non perturbée entre les rayonnements γ de 329 et 487 keV du ^{140}Ce est très intéressante à d'autres titres. Elle permet de comparer les probabilités de transitions expérimentales aux prévisions théoriques. En effet ce noyau a été l'objet de nombreuses études théoriques [2] [3] [4] [5], sa couche magique en neutron, N = 82, représentant un cas particulièrement favorable pour l'application du modèle en couche.

En ce qui concerne les transitions M2 elles-mêmes, aucune transition M2 pure n'a pu être mise en évidence dans le ^{103}Pd, contrairement à toute attente. Les premières recherches effectives de mélanges E1+M2 dans les ^{118}Sn n'ont pas permis de mettre en évidence une partie M2. Par ailleurs l'analyse des nouvelles mesures de conversion interne, publiées ces dernières années, nous a montré que la plupart des transitions reconnues précédemment comme E1+M2, étaient pratiquement E1 pure, c'est-à-dire que, si elles existaient, les parties M2 ne formaient plus une classe de transitions très accélérées. Nous n'insisterons donc pas sur ces recherches, par contre nous discuterons les résultats obtenus dans le ^{191}Pt et, bien qu'ils soient en dehors du thème principal de ce travail, nous discuterons également des résultats obtenus sur le ^{140}Ce que nous comparerons aux prévisions théoriques de R. J. LOMBARD.

Dans une deuxième partie nous présenterons l'analyse détaillée des transitions M2 trouvées. Pour chacune d'elles les probabilités de transition calculées à partir des données expérimentales seront comparées aux prévisions des modèles de MOSZKOWSKI et NILSSON. L'influence des corrélations de paires, de l'interaction résiduelle et des forces de Coriolis sera étudiée dans certains cas. Nous tenterons de tirer de cette étude quelques indications sur la sensibilité des taux de transition M2 à certaines caractéristiques nucléaires.

Nous donnons en appendice, classées suivant les grands groupes de la deuxième partie, les références bibliographiques relatives aux noyaux pour lesquels nous avons retenu les transitions M2.

1ère Partie

Détermination expérimentale des probabilités de transition : mesures des vies moyennes et mesures de faibles proportions de M2 ou E2 dans les transitions E1+M2 ou M1+E2 par la méthode des corrélations angulaires.

La première partie comprend trois chapitres. Dans le premier nous décrivons les dispositifs expérimentaux utilisés, dans le deuxième nous indiquons les difficultés rencontrées dans la détermination des faibles proportions E2 ou M2 et des vies moyennes : ces difficultés sont illustrées par les exemples du ^{140}Ce et du ^{191}Pt ; enfin dans le troisième nous donnons les résultats obtenus pour le ^{140}Ce, l'^{118}Sn, le ^{169}Tm, le ^{103}Pd et le ^{191}Pt.

La mesure faite sur le ^{60}Ni dont le schéma de niveaux est bien connu nous a servi à mettre au point et à tester notre appareillage.

Dans le ^{140}Ce les rayonnements intéressants pour la physique nucléaire et la physique du solide sont ceux de 329 et 487 keV. Ils se situent entre le premier niveau 3+ de 2 412 keV, le premier niveau 4+ de 2 084 keV de période 3,4 ns et le premier niveau 2+ de 1 597 keV Les mesures de corrélations angulaires,

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2 (\cos \theta) + A_4 P_4 (\cos \theta)$$

entre ces rayonnements, effectuées jusqu'à maintenant indiquent qu'il peut y avoir une atténuation dépendante du temps [6] [7] [8] [9] [10] [11]. Les limites obtenues pour A_2 au temps t = 0 ne sont pas toutes identiques et il subsiste toujours une atténuation par rapport à la fonction de corrélation angulaire théorique pour une cascade de rayonnements purs. Il est intéressant de savoir dans quelle mesure cette atténuation résiduelle est due à une perturbation ou à la présence d'une partie E2 dans la transition de 329 keV.

Dans l'^{118}Sn c'est la transition de 40 keV qui nous intéresse, nous avons étudié deux corrélations angulaires faisant intervenir cette transition.

Dans le ^{191}Pt, une transition M2 de 48 keV avait été identifiée nous avons cherché à mesurer la vie moyenne du niveau de 48 keV. En effet dans le ^{205}Pb, les $^{205,\ 207}$Po et le ^{201}Tl nous avons des transitions M2 qui sont très retardées par rapport au modèle à particule indépendante dans un potentiel sphérique, dans l'^{199}Au on a encore une transition M2 assez retardée. Il était intéressant de voir ce que deviennent ces retards quand on continue de s'éloigner du ^{208}Pb (noyau magique).

Dans le ^{103}Pd et dans le ^{169}Tm nous avons cherché à identifier des transitions M2 et à déterminer les probabilités de transition correspondantes.

CHAPITRE I

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES.

1. Appareillage utilisé pour les mesures des corrélations angulaires.

a) Description de l'ensemble.

Les rayonnements γ sont détectés par deux scintillateurs INa (Tl) de 1 3/4'' x 2'' associés à deux photomultiplicateurs EMI 95-14 et RCA 80-53. Ces détecteurs sont placés sur une table de corrélations angulaires automatique qui sera décrite plus loin. La température de la salle de mesure était maintenue constante à 0,5 °C près. Dans ces conditions l'ensemble de détection était stable à mieux que trois pour mille en 24 heures et à mieux que cinq pour mille en 15 jours, pour des intensités de source inférieures à 13 µc quand la distance source-détecteur est 85 mm.

L'électronique associée aux détecteurs est un ensemble classique de coïncidences Ortec du type lent-rapide (fig. 1). Le spectre en coïncidence est analysé par un sélecteur d'amplitude à 512 canaux Laben relié à une unité de bande magnétique I.B.M., située dans la salle d'une calculatrice I.B.M. 360-50. Un stabilisateur de zéro S.E.S. (G. 301) assurait la stabilité du seuil inférieur de l'analyseur Laben. Malheureusement nous ne pouvions pas utiliser le stabilisateur de spectre S.E.S. (G. 201, G. 101) pour des raisons d'étalonnage.

Le transfert du contenu de la mémoire magnétique de l'analyseur Laben sur une bande magnétique permet :

- de disposer de 512 canaux pour chaque spectre analysé ;
- de conserver les mesures partielles, donc de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble à chaque instant, ceci nous permet en particulier de vérifier la stabilité de l'ensemble de détection ;
- de dépouiller rapidement les résultats :
- de ne pas bloquer l'accès à la calculatrice pendant un temps très long. En effet au moment où cette expérience a été faite le système permettant l'acquisition des données en ligne sur la calculatrice I.B.M. par plusieurs voies simultanément n'était pas encore en fonctionnement. Même maintenant un système de ce type peut permettre de soulager la calculatrice.

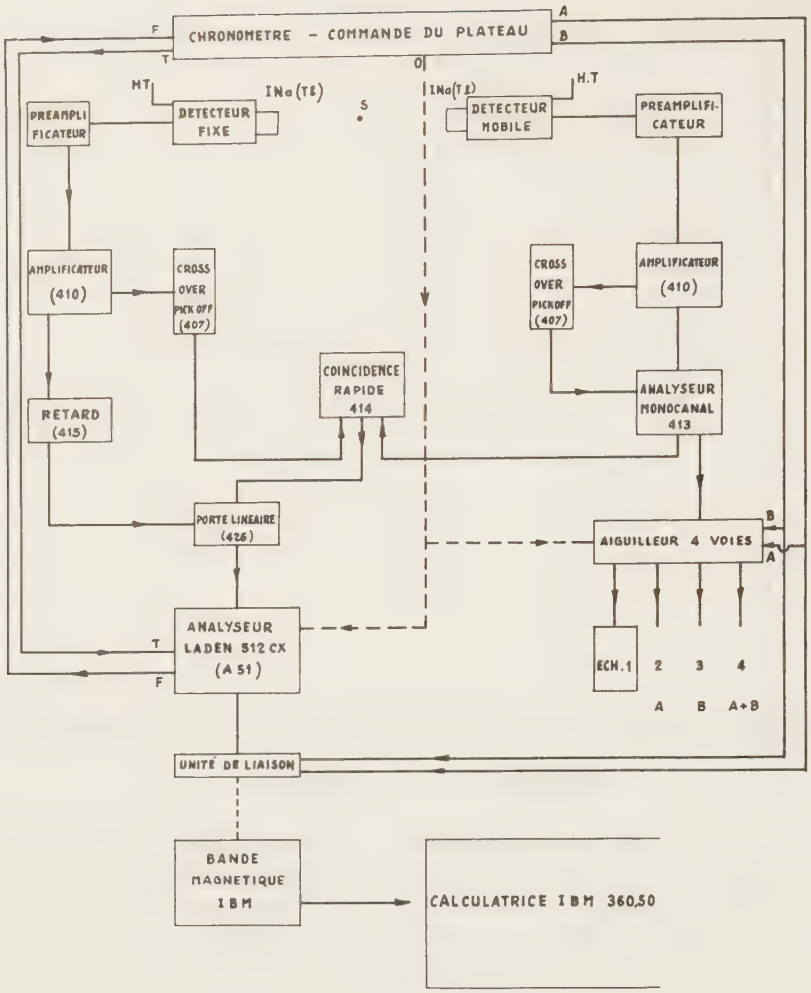


Figure 1 - Schéma de l'appareillage de mesure des corrélations angulaires.
- T signal qui commande l'arrêt du Laben et le transfert du contenu de sa mémoire sur la bande magnétique ;
- F signal de fin de transfert, il commande le déplacement du plateau ;
- 0 signal qui interdit l'analyse pendant les déplacements du plateau ;
- A) les quatre combinaisons possibles de ces deux signaux définissent les quatre
- B) positions du détecteur mobile

La distance entre l'analyseur et l'unité de bande magnétique est d'environ 200 m, il a donc été nécessaire de réaliser un système émetteur-récepteur pour effectuer le transfert des données. Ce système de transfert a été mis au point par E. FESTA, A. HRISOHO et G. J. SCHILLER.

Pour normaliser les résultats et tenir compte de la décroissance et du décentrage de la source, la sortie de l'analyseur monocanal est aiguillée successivement vers quatre échelles de comptage suivant les quatre positions du détecteur mobile.

b) Table de corrélations angulaires automatique.

La table automatique comprend un bras fixe et un plateau monté sur billes qui peut tourner autour de l'axe de la source. L'un des détecteurs est placé sur le bras fixe, l'autre est solidaire du plateau mobile. Un ensemble de vis de réglage permet d'obtenir un centrage de la source à mieux d'un dixième de millimètre. Sur le plateau mobile une couronne, striée de bandes noires et blanches d'un demi-degré de largeur permet, par l'intermédiaire d'une

cellule photoélectrique, de mesurer le déplacement angulaire et de commander l'arrêt du plateau successivement pour quatre valeurs θ, $\theta + \Delta\theta$, $\theta + 2\ \Delta\theta$ et $\theta + 3\ \Delta\theta$ de l'angle des axes des deux détecteurs.

Un chronomètre commande :

- le temps d'arrêt Δt dans chaque position (temps de mesure),

- le bloquage de l'analyse pendant les déplacements du plateau par un signal 0,

- l'arrêt du Laben, quand le temps Δt est écoulé, par un signal T.

Chacune des positions du plateau est caractérisée par deux signaux A et B. Quand le moteur s'arrête l'analyse est encore bloquée pendant deux secondes pour attendre l'immobilisation complète du plateau.

c) Emetteur, dispositif de transfert des données de la mémoire de l'analyseur à l'unité de bande magnétique.

Quand le temps de mesure Δt est écoulé et le Laben arrêté par le signal T on doit avoir un transfert automatique des adresses (9 bits), des contenus correspondants (16 bits) et de la position relative des deux détecteurs au moment de la mesure (2 bits), soit en tout 27 bits. On dispose de 24 fils il faut donc transmettre chaque information par deux mots, l'un de 7 bits pour l'adresse, l'autre de 16 bits pour le contenu.

Une série de 16 portes placée en sortie de la mémoire de l'analyseur Laben est commandée par un bistable B10 dont l'état permet le transfert de l'adresse (B10 dans l'état 0), puis du contenu correspondant (B10 dans l'état 1).

L'analyseur est utilisé en cycles répétés, pendant l'analyse il fournit un signal PASPRINT qui est utilisé pour maintenir B10 dans l'état 0 (portes ouvertes pour le transfert de l'adresse). Quand le signal T commande l'arrêt du Laben ce dernier passe en impression, le signal PASPRINT disparait, B10 est libéré. Sur l'échelle d'adresse ECHA le canal 0 est automatiquement sélectionné. Un programme se déroule, il va chercher le contenu du canal 0 dans la mémoire magnétique et le transfère dans un registre arithmétique R.A. Un signal de fin de programme FINPROG est utilisé pour engendrer un ordre de transfert, ORDRETRANS, B10 étant dans l'état 0, on tranfère alors l'adresse 0. Un signal J.P.E. issu du récepteur indique que le prélèvement est terminé, ce signal provoque un changement d'état de B10 qui passe alors dans l'état 1. Le changement d'état ($0 \rightarrow 1$) de B10 engendre l'ordre de transfert du contenu N_0 du canal 0. Un nouveau signal J.P.E. provoque alors un nouveau changement d'état de B10 ($1 \rightarrow 0$) qui entraîne cette fois l'avance adresse AVADR : on affiche 1 dans ECHA et le cycle recommence jusqu'à ce qu'on affiche l'adresse 511. Lorsque le contenu du canal 511 a été transféré l'échelle d'adresse revient à 0, cette transition ($511 \rightarrow 0$) actionne un relais pour interdire l'apparition de nouveaux ordres de transfert. Afin d'éviter que pendant le temps de commutation du relais, les contenus des premiers canaux soient à nouveau transférés sur la bande magnétique, le circuit à relais a été remplacé par un circuit électronique (temps de réponse < 500 ns). Un schéma de ce fonctionnement est donné figure 2.

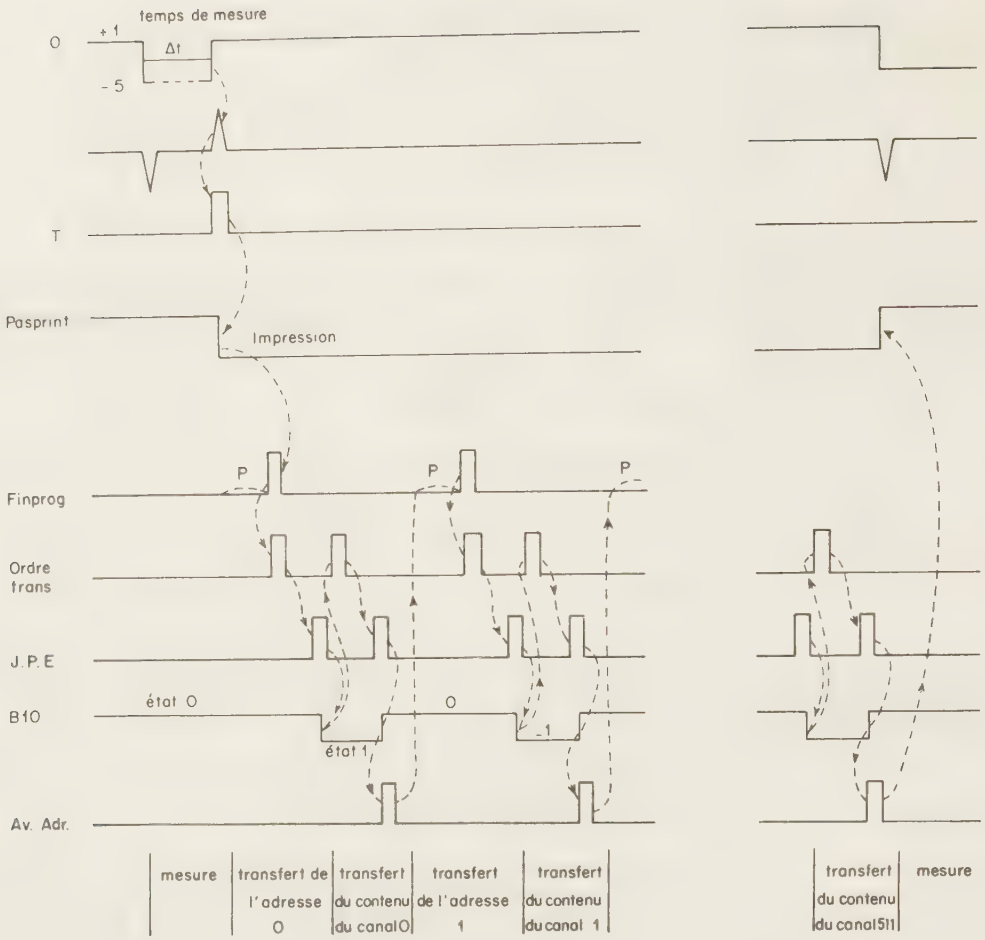


Figure 2 - Schéma de fonctionnement du transfert du contenu de la mémoire magnétique de l'analyseur Laben à l'unité de bande magnétique.

d) Récepteur, mémoire tampon, unité de bande magnétique.

Les informations sont reçues par le récepteur, puis elles sont stockées dans la mémoire tampon (fig. 3). Cette mémoire est constituée de deux blocs de 256 mots chacun. L'un des blocs se remplit avec les mots fournis par le récepteur pendant que l'autre bloc se vide vers la bande magnétique par l'intermédiaire d'une unité de transformation des informations parallèles en informations série. Un multiplexeur assure le fonctionnement en temps partagé, des deux blocs mémoires.

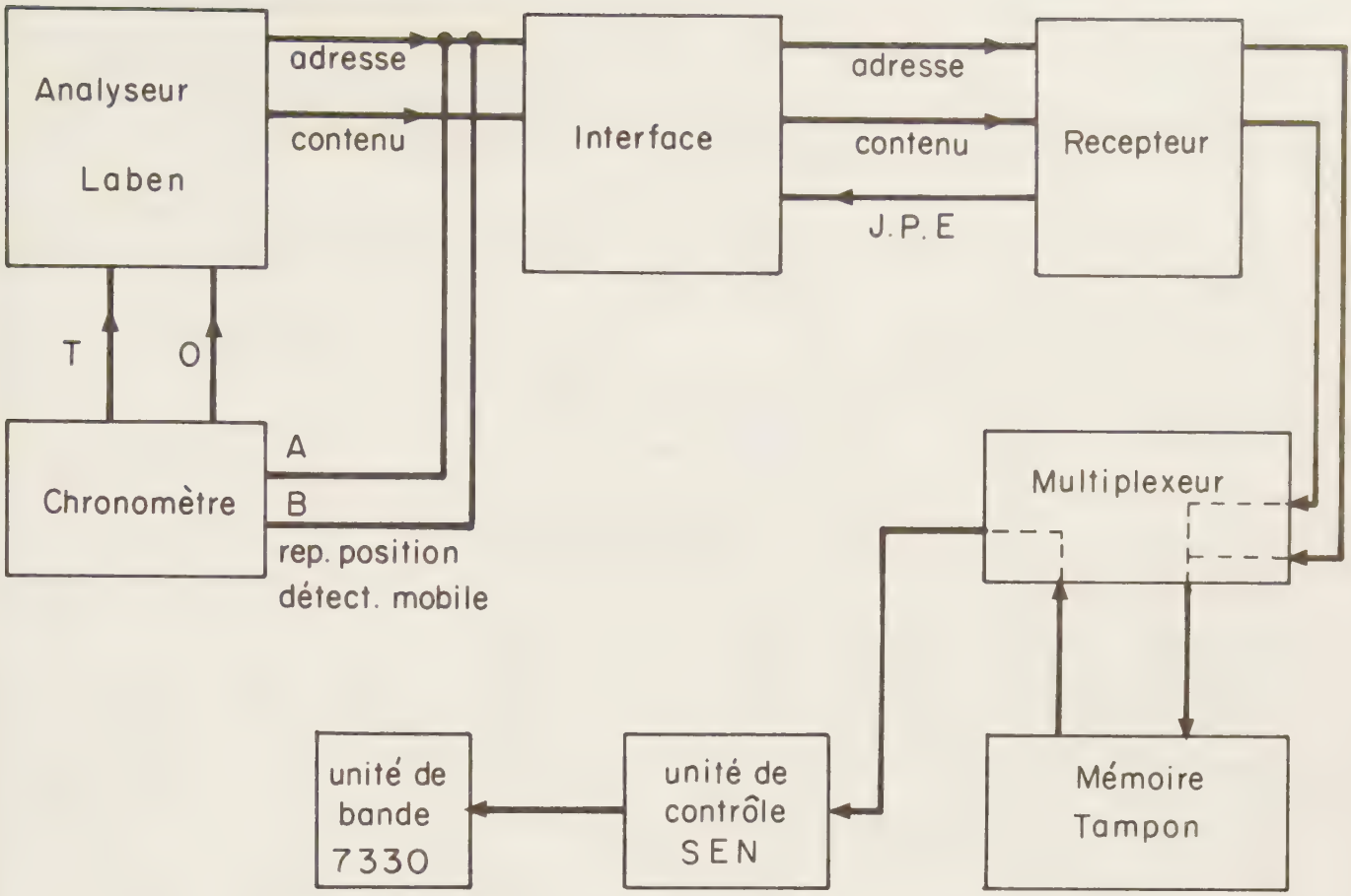


Figure 3 - Schéma de l'ensemble de transfert des informations, de l'analyseur à la bande magnétique.

2. Appareillage utilisé pour les mesures des vies moyennes.

a) Vies moyennes < 10 ns.

Nous utilisons une méthode de coïncidences retardées. Les deux détecteurs sont des scintillateurs plastiques ou I Na (Tl) associés à deux photomultiplicateurs 56 DVP. Pour assurer une bonne stabilité de la tension appliquée nous avons utilisé une double chaîne d'alimentation ce qui nous permet d'avoir un grand débit (10 mA) dans la chaîne qui alimente les dernières dynodes et l'anode.

Un premier montage fait avec les discriminateurs rapides et le convertisseur temps-amplitude (C.T.A.) Ortec permettait d'atteindre une résolution de 5 ns avec deux détecteurs I Na (Tl) pour une source de ^{60}Co, sans sélection en énergie. Pour améliorer la résolution nous avons placé des discriminateurs rapides, mis au point par A. RICHARD, tout de suite derrière les culots des photomultiplicateurs. Les impulsions rapides fournies par les discriminateurs sont envoyées au C.T.A. par l'intermédiaire de câbles à retard 50 Ω. Les seuils des discriminateurs sont réglés aussi bas que possible, c'est-à-dire à la limite du bruit de fond. Dans ces conditions le nombre des impulsions qui arrivent sur les voies start et stop du C.T.A. est important. Pour éliminer le bruit de fond et les petites impulsions inutiles, nous envoyons les impulsions données par les quatorzièmes dynodes sur un circuit de coïncidence, de résolution variable entre 75 ns et 35 µs, par l'intermédiaire de discriminateurs rapides dont les seuils peuvent être réglés assez hauts ; l'impulsion en coïncidence ainsi obtenue permet de valider l'impulsion start.

Un ensemble classique de coïncidence Ortec est utilisé pour sélectionner en énergie les rayonnements qui nous intéressent. Cette sélection se fait à partir des impulsions lentes prélevées sur les 11ième dynodes. La figure 4 donne un schéma de montage utilisé. Dans ces conditions la résolution du circuit est 950 ps et les pentes sont de 190 ps pour le détecteur plastique et 250 ps pour le détecteur I Na (Tl), pour une énergie γ de 800 keV. Une description plus détaillée est donnée dans la référence [12].

Malheureusement le gain des dynodes de nos photomultiplicateurs 56 DVP est influencé par le taux de comptage, nous avons donc travaillé à taux de comptage pratiquement constant.

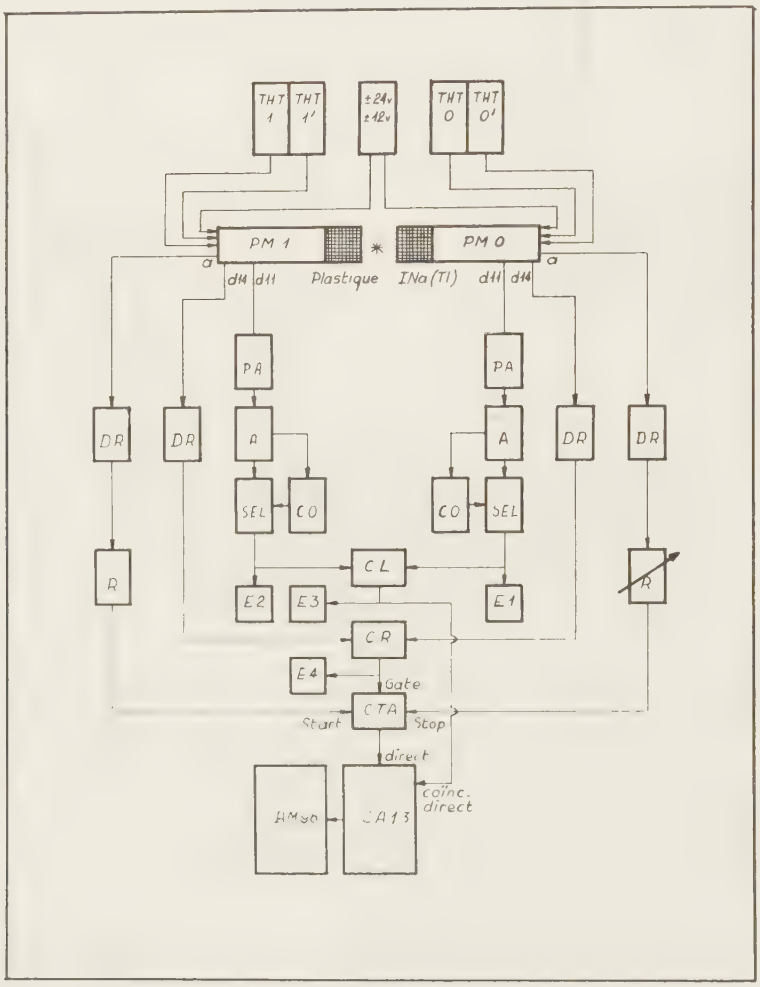


Figure 4 - Schéma de l'appareillage de mesure des vies moyennes inférieures à 10 ns.

b) Vies moyennes longues.

Pour le niveau de 48 keV du ^{191}Pt on attendait une valeur comprise entre 4 µs et 4 ms. Pour déterminer l'ordre de grandeur de cette vie moyenne nous avons utilisé un système mis au point chez M. PERRIN. La base de temps d'un oscilloscope Tektronix 585 fournit un signal, de largeur ΔT réglable, retardé d'un temps T, lui-même réglable, par rapport au signal initial. Un circuit de coïncidence permet de mesurer le nombre d'impulsions qui arrivent pendant le temps ΔT en fonction du retard T. La valeur de ΔT choisie dépend de la gamme explorée. L'ordre de grandeur étant ainsi déterminé nous utilisons une méthode classique de conversion temps-amplitude.

CHAPITRE II

DIFFICULTES RENCONTREES DANS LA DETERMINATION DES FAIBLES PROPORTIONS DE M2 OU E2 ET DES VIES MOYENNES.

Les difficultés rencontrées sont de trois ordres : Les unes sont inhérentes à l'établissement du schéma de niveaux, à sa complexité et à la production de sources pures. Les autres sont dues aux différents processus qui ont lieu au niveau de la détection et de l'analyse : Elles limitent la précision des mesures. Enfin les troisièmes sont dues aux perturbations produites par l'environnement du noyau sur l'émission γ : Elles atténuent les corrélations angulaires entre les rayonnements émis successivement ; elles n'interviennent pas dans les mesures de vies moyennes. Nous illustrerons ces difficultés par les exemples du ^{140}Ce et du ^{191}Pt.

1. Difficultés liées au schéma de niveaux.

Le schéma de niveaux du ^{140}Ce semblait bien établi [13] [14]. Mais durant nos premières mesures M.S. EL NESR et al. [15] [16] [17] publiaient un article remettant entièrement en cause ce schéma de niveaux. Il était donc nécessaire de reprendre au moins certaines mesures de spectres directs afin de confirmer ou d'infirmer les nouvelles raies indiquées par ces auteurs.

Ces spectres sont faits avec une jonction Ge (Li) de 3 cm^3, fabriquée au laboratoire par L. MARCUS, à laquelle sont associés un préamplificateur Tc 130 et un amplificateur Tc 200 TENNELEC. La résolution totale, en énergie, de ce système est de 3,9 keV pour le pic de 1 332,5 keV du ^{60}Co. L'étalonnage en énergie a été fait avec les sources étalons suivantes : ^{109}Cd (87,7 keV), ^{51}Cr (320,1 keV), ^{22}Na (511,0 - 1 274,5 keV), ^{137}Cs (661,6 keV), ^{54}Mn (834,8 keV), ^{88}Y (898,0 - 1 836,1 keV) et ^{60}Co (1 173,2 - 1 332,5 keV).

L'analyse de nos spectres γ (fig. 5, Tableau I) confirme les résultats de H.W. BAER et al. [13] et de M. HUGUET et al. [14] alors que nous ne voyons apparaître aucun des pics supplémentaires annoncés par EL NESR et al. [15] [16] [17]. Tous ceux qui apparaissent décroissent avec la période de 40,02 h. Peu après S.E. KARLSSON et al. [18] et H.W. BAER et al. [19] publiaient une étude complète confirmant également les premiers schémas de niveaux. Le schéma des niveaux excités du ^{140}Ce nous semble donc bien être celui donné dans la figure 6.

(Comme nous le verrons plus loin l'analyse des spectres est complexe, il est préférable d'utiliser des sources pures pour ne pas la compliquer inutilement. La pureté de chacune des sources a été vérifiée à partir d'un spectre γ fait avec la jonction).

Le même problème se pose pour le ^{191}Pt, le schéma de niveaux proposé par A. JOHANSSON et al. (Pt-1) étant, au moins partiellement, remis en cause par les dernières mesures faites par Mme KILCHER [27].

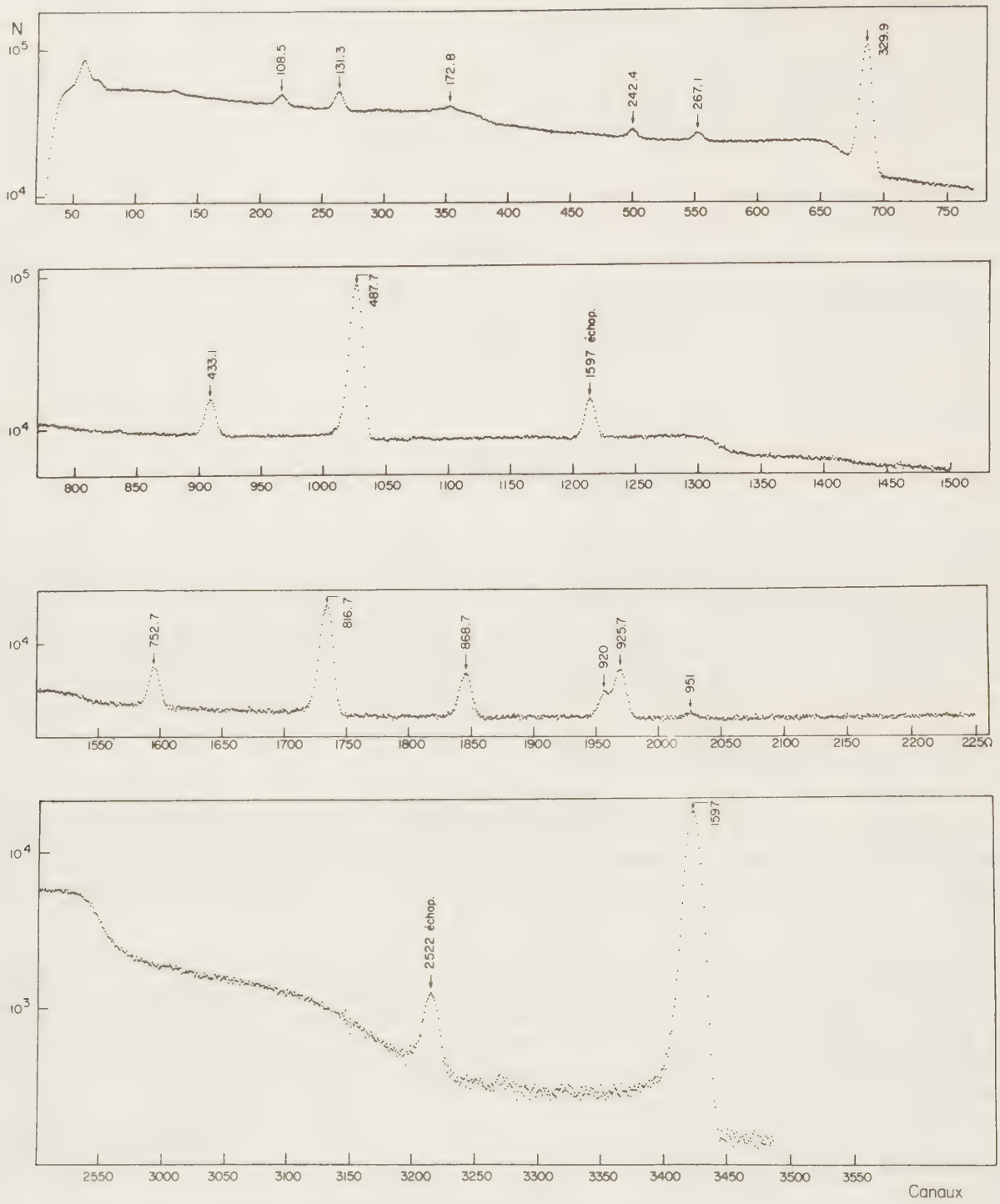


Figure 5 - Spectre des rayonnements γ du ^{140}La fait avec la jonction Ge (Li).

TABLEAU I

H.W. BAER et al. [13] - 1966 [19] - 1968	M. HUGUET et al. [14] - (1966)	S.E. KARLSSON et al. [18] (1967)	Nos résultats.
64,135 ± 0,010		64,130 ± 0,007	
69,0 ± 0,3		68,916 ± 0,006	
109,418 ± 0,007	109,2 ± 0,4	109,417 ± 0,006	108,5 ± 1,0
131,121 ± 0,008	131,6 ± 0,4	131,122 ± 0,008	131,3 ± 1,0
173,536 ± 0,012		173,550 ± 0,011	172,8 ± 2,0
241,966 ± 0,012	240,8 ± 0,4	241,961 ± 0,022	242,4 ± 1,0
266,551 ± 0,014	265,6 ± 0,6	266,547 ± 0,022	267,1 ± 1,0
306,9 ± 0,2			
328,768 ± 0,012	328,8 ± 0,4	328,768 ± 0,012	329,9 ± 1,0
397,79 ± 0,11		397,8 ± 0,3	
432,530 ± 0,029	432,6 ± 0,5	432,6 ± 0,12	433,1 ± 1,0
487,029 ± 0,019	487,4 ± 0,4	487,06 ± 0,1	487,7 ± 1,0
618,2 ± 0,7			
751,827 ± 0,08	751,0 ± 0,5	751,71 ± 0,12	752,7 ± 1,0
815,801 ± 0,086	815,8 ± 0,5	815,85 ± 0,07	816,7 ± 1,0
867,82 ± 0,14	867,9 ± 0,6	867,87 ± 0,15	868,7 ± 1,0
		919,63 ± 0,15	920 ± 1
919,64 ± 0,33	919,2 ± 0,6	925,24 ± 0,09	925,7 ± 1,0
925,20 ± 0,17	925,0 ± 0,6		
950,88 ± 0,72	949,6 ± 0,7	950,9 ± 0,3	951,0 ± 1,5
1 596,6 ± 0,2	1 597 ± 0,6	1 596,49 ± 0,24	1 597 ± 1
		1 903,15 ± 0,30	
2 348,8 ± 0,6	2 347 ± 1,5	2 348,1 ± 0,7	2 347 ± 3
2 522,2 ± 0,4	2 522 ± 1	2 521,7 ± 0,5	2 522 ± 3
2 548,6 ± 0,8	2 547 ± 2	2 547,1 ± 0,8	2 547 ± 5
2 899,7 ± 0,5	2 897 ± 2	2 900 ± 2	
	2 927,6 ± 3		
3 118,3 ± 0,7	3 118,5 ± 3	3 119 ± 2	
3 319,7 ± 2,5	3 316 ± 4	3 322 ± 4	

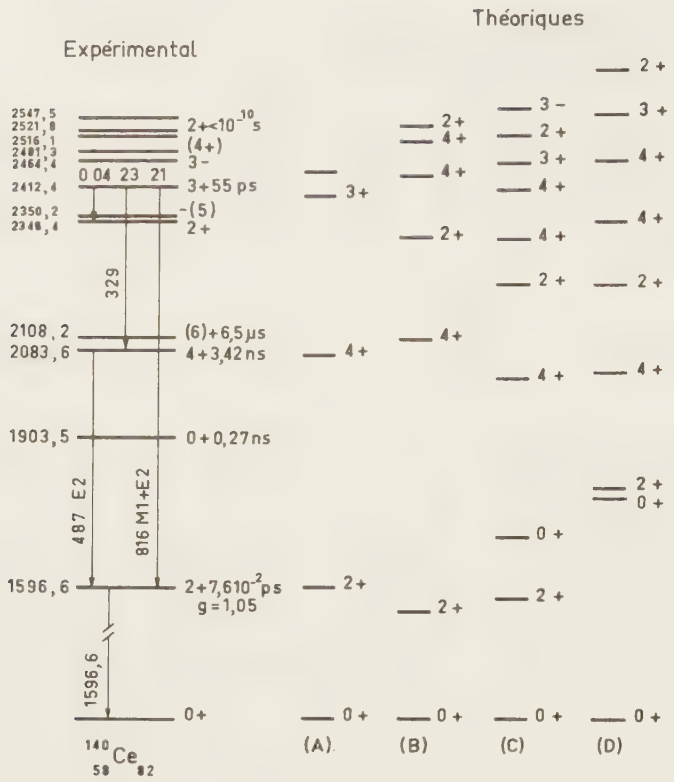


Figure 6 - Schémas de niveaux expérimental et théoriques du ^{140}Ce.
- Les valeurs des $T_{1/2}$ sont les moyennes obtenues à partir des résultats des références [6] [7] [9] [10] [20] [21] [22] [23] [24] [25] [26]
- La valeur de g est la moyenne obtenue à partir des résultats des références [6] [7] [8] [9] [11]
- Le schéma expérimental est celui donné par H.W. BAER et al. [19]
- (A) Schéma théorique obtenu par L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN [2]
- (B) Schéma théorique obtenu par M. RHO pour V_o = - 39,5 MeV
- (C),(D) Schémas théoriques obtenus par R.J. LOMBARD pour :
  (C) $\omega = 0$ et ϵ_a ; (D) $\omega = -0,54$ et ϵ_a

2. Difficultés au niveau de la détection et de l'analyse.

a) Corrélations angulaires (Cas du ^{140}Ce).

i) Décomposition des spectres. Le spectre obtenu en coïncidence avec la bande qui sélectionne les rayonnements γ de 487 keV, comme l'indique la figure 7 a, est donné sur la figure 7 b. Sous le pic de 329 keV qui nous intéresse, il y a un fond non négligeable dont l'importance varie suivant l'angle θ des axes des deux détecteurs. Ce fond provient, d'une part des coïncidences entre les rayonnements γ de 487 et 1 597 keV et d'autre part, des coïncidences entre la partie Compton des rayonnements γ dont l'énergie est supérieure à 487 keV et les autres rayonnements du spectre. Dans ce cas, particulièrement défavorable, la variation de l'intensité du fond en fonction de θ est en sens inverse de celle du pic de 329 keV. Pour tenir compte de ces impulsions qui représentent de 20 à 30 % du nombre de coïncidences utiles, nous décomposons chaque spectre.

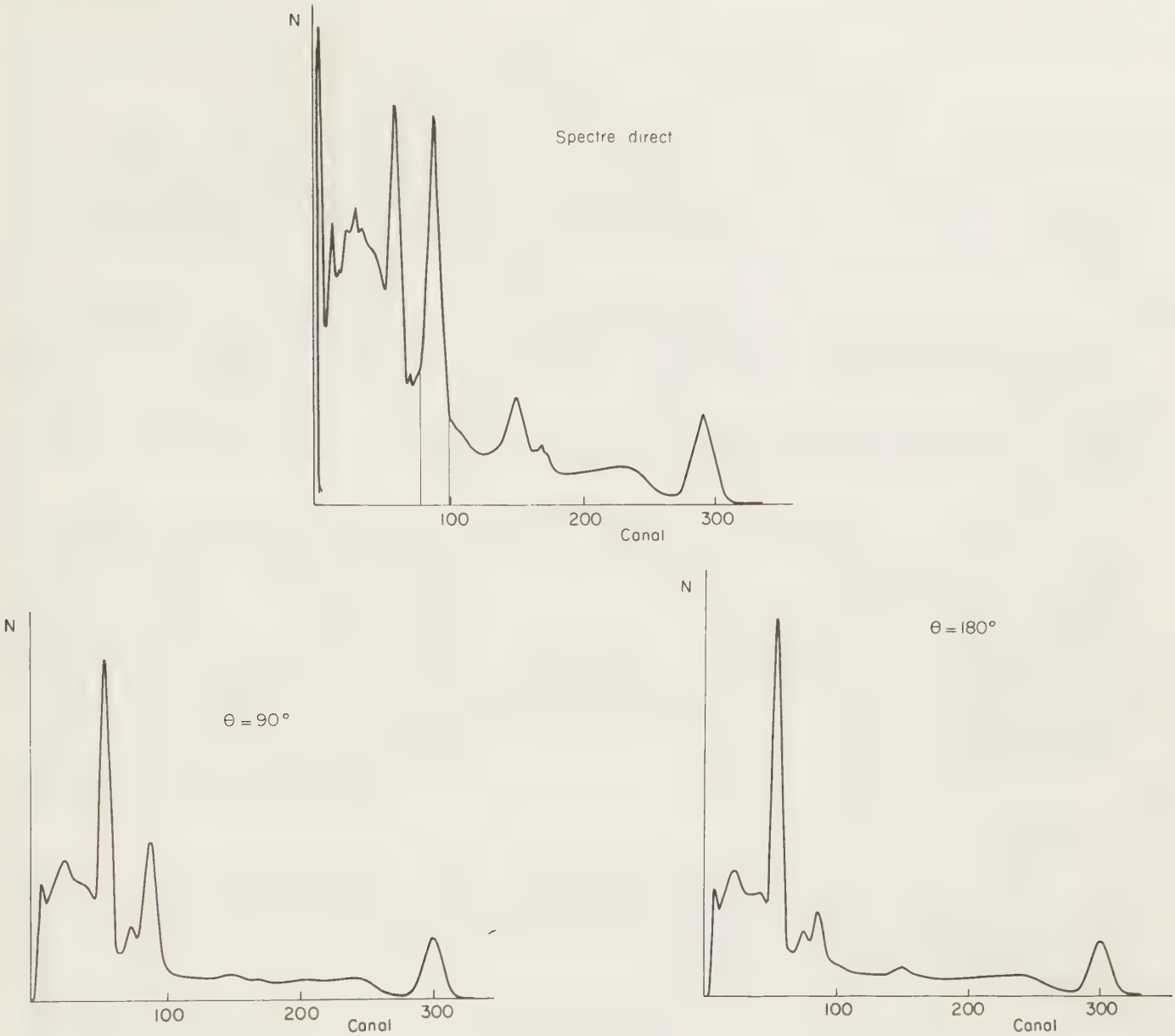


Figure 7 - a) Spectre γ direct
b) Spectres γ obtenus en coïncidence avec la bande A pour θ = 180° et 90°.

Cette décomposition se fait en trois stades :

- Nous traçons une série de spectres étalons obtenue, dans les mêmes conditions de gain et de géométrie, avec des sources de rayonnements γ monoénergétiques bien connus.

- A partir de ces spectres nous faisons des interpolations (en $\sqrt{E}$ pour avoir la largeur à mi-hauteur ; à partir de courbes tracées pour avoir les positions du creux, du front Compton, les hauteurs relatives pic, creux, Compton, etc...) qui permettent de reconstituer les formes des spectres qui nous intéressent.

- Nous soustrayons ces spectres un à un, en commençant par celui de plus haute énergie, en ajustant son intensité sur la partie haute du spectre complexe.

(On est parfois amené à utiliser des sources étalons émettant deux rayonnements γ d'énergie différente, on décompose alors les spectres ainsi obtenus).

Pour éliminer le bruit de fond et une partie des effets de rétrodiffusion les scintillateurs étaient munis d'une protection Pb-Cu-Al. Il était nécessaire de vérifier que, dans ces conditions, les spectres étalons obtenus pour les quatre positions relatives des deux détecteurs étaient exactement superposables. Alors une même série d'étalons pouvait être utilisée pour décomposer les quatre spectres obtenus en coïncidence.

Les erreurs introduites par une telle décomposition sont assez importantes. Elles proviennent des erreurs commises sur la forme et l'intensité de chaque spectre soustrait. Ces imprécisions sur la forme et l'intensité peuvent être dues, soit aux instabilités des ensemble de détection en fonction du taux de comptage, de la température et du temps de mesure, soit à la statistique ou aux interpolations. Pour minimiser l'effet dû au taux de comptage toutes les sources étalons avaient la même intensité, environ 8,5 μc et la source de ^{140}La avait une intensité qui variait de 10 à 5 μc pour chaque mesure.

L'instabilité des systèmes de détection se traduit par un léger élargissement, donc par une diminution du comptage au maximum des pics photoélectriques ; or ce sont eux qui servent à déterminer les intensités des rayonnements à soustraire. Dans notre cas, la stabilité étant meilleure que 0,5 % l'erreur due à cet effet est inférieure à 0,1 %, ce qui est négligeable devant l'imprécision due à la statistique. Les pics de 487 et 1 597 keV sont les deux raies à soustraire les plus importantes et les erreurs commises sur la décomposition du spectre proviennent essentiellement de ces deux soustractions. On peut négliger les erreurs commises sur les autres pics soustraits d'une part elles sont beaucoup plus petites, d'autre part elles tendent à compenser légèrement l'erreur faite pour la soustraction du 1 597 keV.

Nous avons évalué à 1,2 % et 0,46 % les imprécisions sur les intensités des pics de 1 597 et 487 keV. Dans ces conditions l'incertitude sur le résultat due à la décomposition du spectre est de 1 %.

Nous avons trouvé que l'intensité du fond à soustraire variait de 19,9 % pour $\theta = 90°$ à 25,4 % pour $\theta = 180°$ dans le cas de la mesure faite avec la source liquide. Ceci montre bien qu'il est nécessaire d'analyser tout le spectre en coïncidence pour pouvoir effectuer la décomposition.

On pourrait penser que l'analyse d'un tel spectre complexe, faite à l'aide d'un ordinateur, serait beaucoup plus précise ; en fait les programmes dont nous disposions à cette époque ne permettaient pas de faire un tel travail avec une précision suffisante.

ii) Corrections géométriques. Nous avons utilisé des sources ponctuelles ou des sources cylindriques de 15 mm de haut et 1 mm de diamètre. Les détecteurs sont à symétrie cylindrique ; il faut tenir compte des corrections géométriques dues à leurs dimensions finies et à la longueur de la source [28] [29] [30] [31].

iii) Statistique - Stabilité. Pour avoir une statistique satisfaisante il est nécessaire d'effectuer des mesures très longues, toutefois un autre facteur entre en jeu : la stabilité. Nous devons donc adopter un compromis.

Le spectre en coïncidence est accumulé pendant 15 minutes pour chaque position du détecteur mobile. On transfère donc un spectre toutes les 15 minutes sur la bande magnétique et un cycle dure environ 1 h. Pour l'ensemble d'une mesure nous avions environ 700 spectres enregistrés sur bande magnétique, soit 175 spectres pour chaque position du détecteur. Ainsi nous avions environ 150 000 coïncidences utiles dans le pic qui nous intéressait ce qui correspond à une erreur statistique de 0,36 %. L'erreur provenant de la soustraction du taux de coïncidences fortuites est de 0,05 %. Le fait de posséder tous les spectres intermédiaires nous a permis de vérifier la stabilité pendant le temps de mesure sur chaque spectre et sur les sommes partielles.

Parallèlement quatre échelles de comptage permettaient d'avoir le taux de comptage N correspondant à la bande sélectionnée A sur l'un des détecteurs. Le contenu de ces échelles était relevé toutes les heures. Nous pouvions ainsi vérifier la position de la bande A par rapport au spectre. En effet s'il y a une dérive importante, N ne représente plus seulement l'activité décroissante de la source, le pourcentage d'impulsions de 487 keV dans A peut varier. La normalisation des résultats, faite à partir de N est alors entâchée d'une erreur. Au cours de nos mesures N a toujours suivi la période de décroissance de la source dans la limite des erreurs statistiques Il n'y a donc pas eu de fluctuations accidentelles importantes. Par ailleurs, la position de A a été vérifiée à plusieurs reprises et le déplacement a toujours été inférieur à un canal ; dans ces conditions l'erreur commise sur la normalisation est inférieure à 0,1 %.

Comme nous l'avions déjà vu à propos des décompositions de spectre nous voyons encore ici l'importance de la stabilité dans les mesures de corrélations angulaires.

Malgré toutes les précautions prises nous avons une erreur totale sur les points expérimentaux qui est assez importante (sensiblement 1,5 %).

b) Vies moyennes.

i) Cas du ^{140}Ce. Les pentes de la courbe de conversion temps-amplitude, obtenues pour des rayonnements γ d'environ 800 keV, étant 190 et 250 ps respectivement pour les détecteurs plastique et I Na (Tl) (ce qui peut déjà être considéré comme une bonne performance) nous ne pouvons pas déterminer des vies moyennes inférieures à 500 ps à partir d'elles. Nous avons mesuré la vie moyenne du niveau de 2 412 keV du ^{140}Ce par la méthode du déplacement du centre de gravité de la courbe de conversion retardée par rapport à la courbe de conversion rapide.

Pour mesurer la vie moyenne de ce niveau il faut faire des coïncidences entre les rayonnements β^- de 1,357 MeV qui alimentent le niveau et les rayonnements γ qui le désexcitent. Pour ne pas être gêné par la vie moyenne de 3,4 ns du niveau de 2 084 keV il est nécessaire d'éliminer les rayonnements γ de 329 et 487 keV ; nous sélectionnons donc les rayonnements γ de 816 keV. La figure 8 montre le spectre direct avec la bande a qui sélectionne la raie de 816 keV ; comme dans le cas des corrélations angulaires on a dans cette bande une contribution non négligeable des fronts Compton correspondant aux pics de 1 597, 951, 926, 920 et 869 keV, le pic de 753 keV n'est pas complètement séparé de celui de 816 keV. La contribution du Compton du 1 597 keV est la plus importante (28 %) et on sait que la courbe de conversion correspondante sera rapide. Les autres contributions seront plus faibles et peuvent être évaluées (environ 1,5 % pour le 926 keV, 1,4 % pour le 869 keV et 7,7 % pour le 753 keV).

Sur la voie 1 (détecteur plastique) nous sélectionnons les énergies de 590 à 720 keV : nous éliminons ainsi les Comptons des raies de 329 et 487 keV ainsi qu'une partie des β^- qui alimentent le niveau 2+ de 1 597 keV. Sur la voie 2 (détecteur I Na (Tl))nous sélectionnons une bande étroite successivement sur le pic de 816 keV (bande a) sur le pic correspondant à l'ensemble des rayonnements γ de 920, 926 et 951 keV (bande b) puis sur le Compton du 1 597 keV (bande c). Pour chaque cas nous faisons une mesure en utilisant la voie 1 en start et la voie 2 en stop et inversement, et en alternant une source de ^{140}La et une source de ^{60}Co. Chaque mesure partielle durait 2 h, dans ces conditions l'instabilité du gain en fonction du taux de comptage restait inférieure à 0,25 % et le déplacement du centre de gravité était inférieur à 10 ps. L'ensemble des mesures pour avoir une courbe de conversion durait 6 h soit pour déterminer un déplacement du centre de gravité 24 h.

Les résultats pour les trois expériences citées plus haut sont donnés sur les figures 8 a, 8 b, et 8 c. Dans les cas a et b nous avons effectué les corrections correspondant à la contribution de coïncidences rapides du 1 597 keV (3,3 % pour le cas a, 18,5 % pour le cas b) et dans tous les cas nous avons soustrait une petite contribution due à la vie moyenne de 3,4 ns (5 % pour a, 10 % pour b et 8 % pour c).

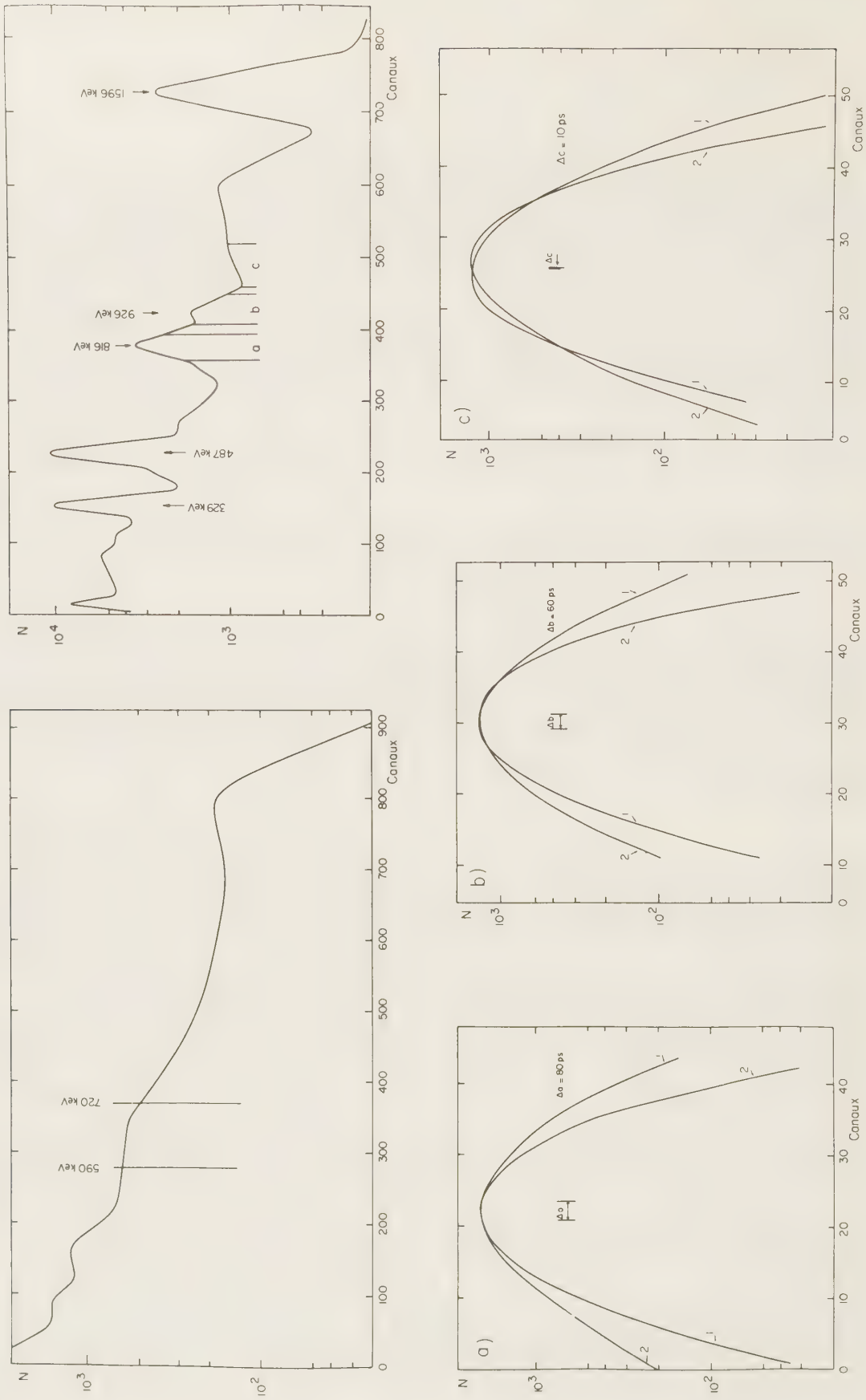


Figure 8 - Spectres directs γ et β
Courbes de conversion temps-amplitude :
a) coïncidences (β - γ 816 keV)
b) coïncidences (β - γ 920 + 926 + 951 keV)
c) coïncidences (β - γ Compton du 1 597 keV).

Pour les coïncidences (β - γ Compton de 1 597 keV) nous n'avons aucun déplacement significatif du centre de gravité de la courbe de conversion temps-amplitude (figure 8 c) ; cela vérifie que nous avons un bon fonctionnement de l'ensemble. Pour les coïncidences (β - γ 920 + 926 + 951 keV) nous avons un déplacement du centre de gravité $\Delta b = 60 \pm 15$ ps (fig. 8 b), ce qui semble indiquer qu'un des états de 2 517, 2 522 ou 2 548 a une vie moyenne de l'ordre de 60 ps. Il n'est pas possible actuellement d'attribuer cette vie moyenne à l'un de ces états. Enfin pour les coïncidences (β - γ 816 keV) nous avons un déplacement du centre de gravité $\Delta a = 80 \pm 20$ ps (fig. 8 a) ce qui correspond à une vie moyenne $\tau = 80 \pm 20$ ps pour le niveau de 2 412 keV du ^{140}Ce.

La contribution des coïncidences retardées avec la vie moyenne de 60 ± 15 ps est au maximum de 0,2 %, cette période est voisine de la valeur mesurée $\tau = 80 \pm 20$ ps donc l'erreur due à la présence de cette vie moyenne parasite peut être négligée.

Cet exemple montre que nous retrouvons dans les mesures de vies moyennes courtes à peu près les mêmes problèmes que pour les mesures de corrélations angulaires : erreurs dues à la présence d'un fond Compton, nécessité d'avoir une grande stabilité des ensembles de détection, compromis entre statistique et stabilité.

ii) Cas du ^{191}Pt. Pour mesurer la vie moyenne du niveau de 48 keV, il faut détecter les électrons de conversion L et M de la transition de 48 keV sur la voie 1 (scintillateur plastique). Il n'est pas possible de sélectionner uniquement ces électrons ; en effet nous ne pouvons les séparer ni des électrons de conversion, ni du fond Compton, des autres transitions γ de basse énergie. Sur la voie 2 (détecteur I Na (Tl)) nous détectons les rayons X de l'^{191}Au. Malheureusement ces rayonnements sont en coïncidence avec tous les autres rayonnements du spectre et nous ne pouvons pas être absolument sûrs que la vie moyenne mesurée corresponde bien à la vie moyenne du niveau de 48 keV.

Si les fluctuations en gain et en temps en fonction du taux de comptage, sont moins critiques que dans le cas précédent par contre il est indispensable de travailler avec des sources de faible intensité si on ne veut pas avoir un taux de coïncidences fortuites élevé.

3. Difficultés dues à l'environnement du noyau.

Pour étudier l'influence de l'environnement sur la corrélation angulaire du noyau de ^{140}Ce et vérifier que le moment quadrupolaire du niveau de 2 084 keV est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'atténuation importante de la corrélation, nous utilisons des sources de ^{140}La placées dans des milieux de natures et de symétries très différentes : La en solution HCl, oxyde de lanthane O_3La_2 (rhomboédrique), azoture de lanthane N La (cubique).

Dans le premier paragraphe nous discuterons essentiellement de la possibilité d'avoir des effets paramagnétiques dans chacune des sources utilisées, puis dans les paragraphes suivants nous discuterons des couplages quadrupolaires.

a) Effets paramagnétiques.

On peut penser que pour une source de ^{140}La en solution chlorhydrique 6 fois normale les ions sont dans l'état Ce^{++++} puisque même dans un milieu réducteur le temps de réduction est long devant la vie moyenne de l'état intermédiaire ; comme le montre bien l'expérience faite, par H. J. KÖRNER et al., sur le ^{140}La en solution ferreuse [6]. Dans ces conditions il n'y a aucun électron dans la couche 4 f et le spin du cortège électronique est nul, il ne peut pas y avoir de couplage entre le spin du noyau et le spin du cortège électronique. On s'attend donc à ce qu'il n'y ait pas d'effet paramagnétique.

Dans la source d'O_3La_2 on s'attend à ce que le temps de récupération d'un électron soit long devant la vie moyenne de l'état intermédiaire du noyau donc à ce que, là encore, il n'y ait aucun effet paramagnétique.

Dans une source NLa il est un peu moins certain que dans les deux cas précédents qu'il n'y ait pas un petit effet paramagnétique.

b) Interactions quadrupolaires électriques dépendantes du temps - Sources liquides (La en solution chlorhydrique).

Il existe dans ce cas une certaine configuration locale instantanée, le noyau est soumis à un gradient de champ électrique Vzz suivant la direction Oz. L'interaction entre le moment quadrupolaire du noyau dans son état intermédiaire et Vzz a tendance à modifier la population des sous-états magnétiques intermédiaires et donc à perturber la corrélation angulaire. Le mouvement Brownien des ions dans le liquide modifie constamment la direction Oz de Vzz. On peut définir le temps de corrélation τ_c comme le temps qu'il faut pour que la direction Oz soit modifiée d'une façon appréciable. L'importance de la perturbation de la corrélation va dépendre essentiellement de la valeur de τ_c devant la vie moyenne τ_N du noyau dans son état intermédiaire. En effet si $\tau_c << \tau_N$ le gradient de champ électrique vu par le noyau a le temps de changer de nombreuses fois de direction ; donc en moyenne il n'y a aucune direction privilégiée de Vzz pour le noyau. L'interaction quadrupolaire électrique est dépendante du temps mais la corrélation angulaire n'est pas perturbée. Si τ_c augmente mais en restant inférieur à τ_N l'interaction est toujours dépendante du temps. La corrélation est alors atténuée et tend à devenir isotrope quand τ_c tend vers τ_N.

A. ABRAGAM et R.V. POUND [32] calculent les perturbations de la corrélation angulaire en supposant que l'état du noyau est modifié par la superposition de petites perturbations dues à de nombreuses interactions aléatoires. Il est possible qu'en plus de ces petites interactions il y ait quelques interactions violentes qui perturbent de façon notable la corrélation. D. DILLENBURG et Th. A.J. MARIS [33] ont calculé la perturbation de la corrélation pour ce dernier type d'interaction ; cependant de tels phénomènes n'ont été que très rarement mis en évidence aussi nous ne parlerons ici que de l'approximation d'ABRAGAM et POUND. Le coefficient d'atténuation dépendant du temps $G_k(t)$ est alors :

$$G_k(t) = e^{-\lambda_k t}$$

où λ_k est la constante de relaxation du milieu ;

(R.1) $$\lambda_k = \frac{3}{80} \left(\frac{e\,Q\,Vzz}{\hbar} \right)^2 \tau_c \left| \frac{k(k+1)\left[4I(I+1) - k(k+1) - 1\right]}{I^2(2I-1)^2} \right| ;$$

Q est le moment quadrupolaire du noyau et I le spin du noyau dans l'état intermédiaire.

Le coefficient d'atténuation intégral $G_k(\infty)$ est alors :

(R.2) $$G_k(\infty) = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau_N} .$$

Ces résultats ne sont plus applicables dès que τ_c prend une valeur voisine de τ_N. Dans les solutions aqueuses τ_c est en général de l'ordre de 10^{-11} s. La vie moyenne de l'état de 2 084 keV du ^{140}Ce étant 5.10^{-9} s les relations ci-dessus seront appliquées dans la discussion des résultats.

c) Interactions quadrupolaires électriques statiques - Sources NLa et O_3La_2.

Le réseau d'azoture de lanthane est cubique, le gradient de champ électrique Vzz au noyau doit être petit ou nul, on s'attend donc à ce que la perturbation soit négligeable.

Le réseau d'O_3La_2 est rhomboédrique on peut donc avoir une atténuation de la corrélation angulaire due à une interaction quadrupolaire statique entre le moment quadrupolaire du noyau Q et le gradient de champ électrostatique effectif au noyau, Vzz. Pour un gradient de champ à symétrie axiale le coefficient d'atténuation dépendant du temps s'écrit [33] [34] :

$$G_k(t) = \sum_n \delta_{kn} \cos(n \omega_o t) ,$$

où la fréquence angulaire ω_o est définie, pour I entier, par :

(R.3) $$\omega_o = \frac{-3 e Q Vzz}{4 I (2 I - 1) \hbar}$$

Le facteur d'atténuation intégral de la corrélation angulaire s'écrit alors :

(R.4) $$G_k(\infty) = \sum_n \delta_{kn} \frac{1}{1 + (n \omega_o \tau_N)^2}$$

n varie de 0 à $|m^2 - m'^2|$ par saut de 1 unité.

Le cristal O_3La_2 étant rhomboédrique n'a pas de symétrie axiale et les relations précédentes ne sont théoriquement pas applicables. Il faut définir un paramètre d'asymétrie η du cristal :

$$\eta = \frac{Vxx - Vyy}{Vzz} .$$

E. MATTHIAS et al. [34] ont montré que si les coefficients d'atténuation différentiels sont assez sensibles à la variation de η , par contre le coefficient d'atténuation intégral lui est peu sensible et $G_k(\infty)$ aura à peu près la même valeur que pour un champ à symétrie axiale.

Un autre phénomène peut aussi intervenir : Tous les noyaux de Ce ne sont pas obligatoirement soumis au même gradient de champ électrostatique, en effet la désintégration nucléaire et l'émission γ peuvent désorganiser le cristal (effet de recul du noyau). Il y aura donc plusieurs fréquences ω_o possibles. E. MATTHIAS et al. [34] ont montré que, là encore, si pour le facteur d'atténuation différentiel l'effet est important, par contre le facteur d'atténuation intégral est peu modifié. Nous pouvons donc négliger ces deux derniers effets.

Tout ceci montre qu'il est nécessaire de travailler avec des sources de structure bien définie. En particulier le composé d'azoture de lanthane étant extrêmement oxydable nous avons dû le conserver, pendant le temps des irradiations et des mesures, sous atmosphère d'azote, dans des tubes de quartz scellés.

CHAPITRE III

RESULTATS

1. ^{140}Ce

a) Etude préliminaire sur le ^{60}Ni.

Dans ce cas, si on tient compte des corrections géométriques dues aux dimensions finies des détecteurs et à la longueur de la source, nous retrouvons bien la fonction de corrélation angulaire théorique pour une cascade 4 (2) 2 (2) 0. L'erreur sur chaque point est inférieure à 0,7 %.

b) Résultats expérimentaux.

La figure 9 représente nos résultats pour la corrélation angulaire entre les rayonnements γ de 329 et 487 keV du ^{140}Ce mesurée avec les sources de ^{140}La en solution chlorhydrique et sous forme d'azoture de lanthane. Les points expérimentaux de ces deux mesures apparaissent comme confondus dans la limite des erreurs. La fonction de corrélation, calculée par une méthode de moindre carré, qui ajuste le mieux nos points expérimentaux, sans correction géométrique, est la suivante :

$$W_1(\theta) = 1 - 0,091 \pm 0,005\, P_2(\cos\theta) - 0,006 \pm 0,008\, P_4(\cos\theta)$$

Les résultats obtenus avec la source ponctuelle d'oxyde de lanthane sont en bon accord avec la fonction de corrélation $W'_1(\theta)$ corrigée pour la longueur de la source (fig. 9 b). Aux incertitudes sur les mesures près, les fonctions de corrélation obtenues avec les sources d'oxyde et d'azoture de lanthane sont identiques à celles mesurées avec la source liquide Si on tient compte de toutes les corrections géométriques, la fonction de corrélations angulaires devient :

$$W_2(\theta) = 1 - 0,100 \pm 0,006\, P_2 \cos\theta - 0,008 \pm 0,010\, P_4(\cos\theta)$$

La comparaison des résultats obtenus avec la source d'azoture de lanthane et avec la source liquide montre que dans ce dernier cas, le facteur d'atténuation $G_2(\infty)$ est compris entre 0,95 et 1. Notre résultat est donc en bon accord avec celui de H. J. KÖRNER et al. [6] obtenu par corrélations angulaires différentielles pour une solution nitrique 3 fois normale ; leur limite pour t = 0 est :

$$W(\theta) = 1 - 0,105 \pm 0,003\, P_2(\cos\theta) - 0,01 \pm 0,002\, P_4(\cos\theta)$$

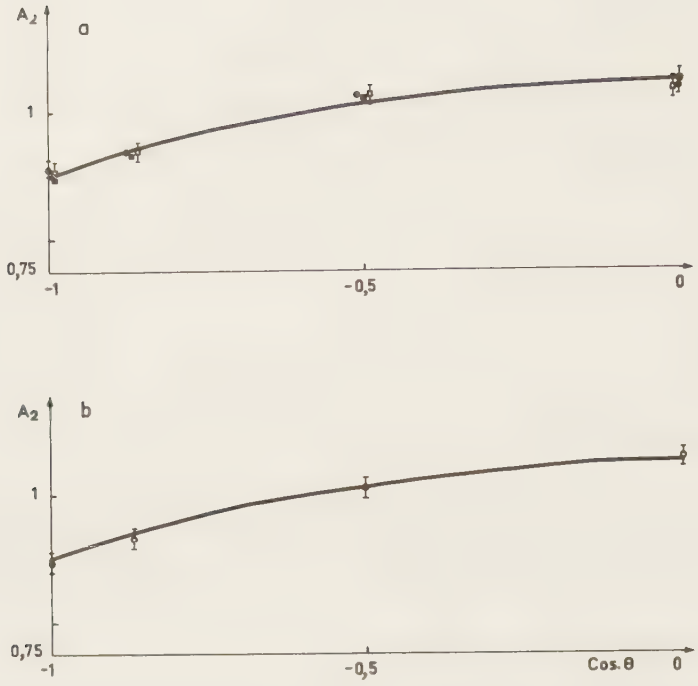


Figure 9 - Fonction de corrélation angulaire

a) points expérimentaux pour la source liquide
points expérimentaux pour la source NLa
$W_1(\theta)$

b) points expérimentaux pour la source O_3La_2
$W'_1(\theta)$

(Les autres auteurs trouvaient pour le coefficient A_2 les valeurs suivantes : $A_2 = -0,125 \pm 0,015$ [7], $A_2 = -0,095 \pm 0,030$ [8], $A_2 = -0,135 \pm 0,007$ [10] et $A_2 = -0,097 \pm 0,004$ [11]).

Le résultat de H. J. KÖRNER et al. correspond à une constante de relaxation $\lambda_2 = 0,0065.10^9\ s^{-1}$ soit à un facteur d'atténuation $G_2(\infty) = 0,97$ (relations R.1, R.2). Comme nous sommes, pour notre mesure avec la source liquide, approximativement dans les mêmes conditions nous pouvons prendre le même facteur d'atténuation. La corrélation non perturbée que nous obtenons est :

$$W_3(\theta) = 1 - 0,103 \pm 0,006\ P_2(\cos\theta) - 0,008 \pm 0,010\ P_4(\cos\theta)$$

La comparaison des fonctions de corrélation obtenues pour les sources d'azoture et d'oxyde de lanthane montre que, pour cette dernière, le facteur d'atténuation intégral $G_2(\infty)$ est, là encore, compris entre 0,95 et 1. G. VALLADAS et al. [35] ont tracé pour I = 4 les facteurs d'atténuation $G_k(\infty)$ en fonction de $\omega_o\ \tau_N$ (relation R.4).

$G_2(\infty) \gtrsim 0,95$ correspond à $\omega_o \tau_N \lesssim 0,05$; pour I = 4 et $\tau_N = 5.10^{-9}$ s la relation R.3 donne $\frac{e\,Q\,Vzz}{\hbar} \lesssim 350$ Mc/s. Si on suppose que Vzz est de l'ordre de 10^{18} V/cm^2, le résultat précédent correspond à $Q \lesssim 0,25$ b. Cette valeur est donnée à titre indicatif l'incertitude sur Vzz étant malheureusement très grande.

En conclusion l'écart entre la corrélation mesurée et la fonction de corrélation théorique pour une cascade 3 (1) 4 (2) 2 ne peut s'expliquer, pour l'essentiel, que par un mélange de multipolarités pour la transition de 329 keV. Le rapport de mélange δ^2 est :

$$\delta^2 = \frac{I\,(E2)}{I\,(M1)} = 0,002 \pm 0,001 \quad .$$

Ce résultat est en bon accord avec la valeur $\delta^2 = 0,0017 \pm 0,0003$ de H.J. KÖRNER et al. [6]. Les mesures par corrélations angulaires différentielles sont en général plus précises mais ne sont pas toujours applicables.

Nous avons vu ci-dessus, qu'un moment quadrupolaire appréciable pour le niveau 4+ du ^{140}Ce, ne pouvait pas être exclus mais que, de toute façon, l'effet possible du couplage quadrupolaire n'est pas décelable dans nos mesures.

Les mesures du coefficient de conversion interne α_K et des rapports K/ Σ L et L_I/L_{III} ne sont pas assez précises, ni même assez sensibles, pour permettre la détermination d'un si faible rapport de mélange (fig. 10). On ne peut donc pas compter sur elles pour étayer nos résultats. Seule une comparaison entre les probabilités de transition qu'on en déduit (une fois connue la vie moyenne du niveau de 2 412 keV) et les prévisions théoriques d'un modèle satisfaisant par ailleurs peut nous fournir une indication.

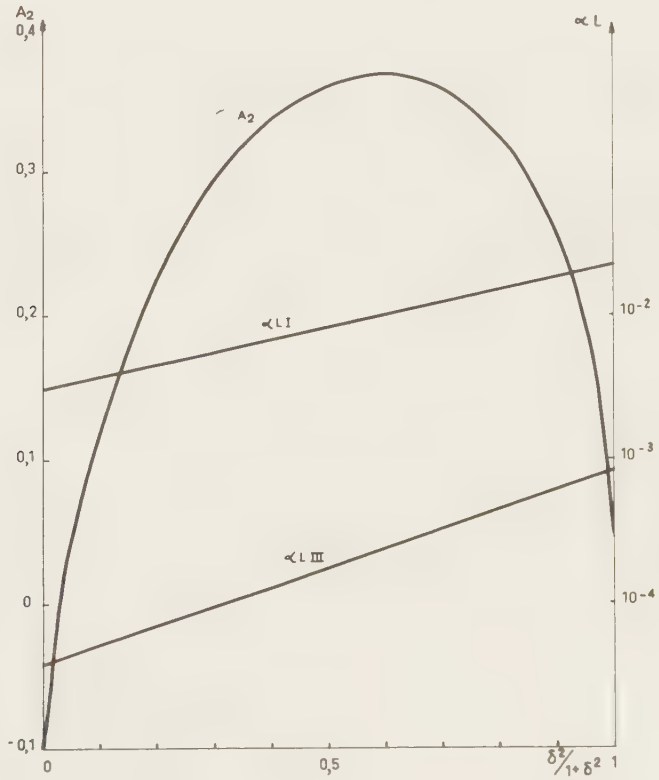


Figure 10 - Variation du coefficient A_2 de la corrélation angulaire et des coefficients de conversion interne α_{L_I} et $\alpha_{L_{III}}$ en fonction de $\delta^2/1+\delta^2$ ($\delta^2 = \frac{I\,(M2)}{I\,(E1)}$)

La vie moyenne que nous avons obtenue pour le niveau de 2 412 keV du ^{140}Ce est $\tau = 80 \pm 20$ ps. G. CHANDRA [21] trouvait $\tau = 109 \pm 47$ ps.

c) Comparaison des probabilités de transition expérimentales et théoriques.

Nous calculons les probabilités de transition expérimentales pour les rayonnements γ de 329 et 816 keV à partir :

- du rapport de mélange δ^2 mesuré pour la transition de 329 keV,
- de la moyenne des valeurs de δ^2 données pour la transition de 816 keV [36] [37] [38] [39] [40],
- des coefficients de conversion interne et des intensités relatives mesurés par S.E. KARLSSON et al. [18],
- de la valeur mesurée pour la période du niveau de 2 412 keV.

Les valeurs de T_{exp} ainsi obtenues sont données dans les colonnes 3 et 9 du tableau II. Dans ce tableau nous donnons les probabilités de transition γ E2 de 487 et 1 597 keV pour pouvoir également les comparer aux prévisions des modèles suivants :

i) Modèle de la particule indépendante dans un potentiel moyen sphérique. Suivant S.A. MOSKOWSKI [41] les probabilités de transition théoriques $T_{théo}$ s'écrivent :

$$\left.\begin{aligned} T_{théo}(E2) &= 7{,}47.10^{7}\, A^{4/3}\, E_{\gamma}^{5}\, S \\ T_{théo}(M1) &= 2{,}9.10^{13}\, E_{\gamma}^{3}\, S \end{aligned}\right) \quad \text{avec } S = 1$$

Dans ce cas, les facteurs d'interdiction $F_{S.P.}$ ($F_{S.P.} = \frac{T_{théo}}{T_{exp}}$) sont donnés dans les colonnes 4 et 8 du tableau II. On peut remarquer un grand désaccord entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales surtout pour les transitions M1.

ii) Modèle de quasi-particules. Les configurations des différents états du ^{140}Ce sont calculées en partant du modèle en couche sphérique avec une interaction résiduelle de forme gaussienne

$$V = V_o \left(\frac{1 - \sigma_1 \sigma_2}{4} + \frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4} \right) e^{-r^2/\mu^2}$$

et en utilisant les fonctions d'onde de B.C.S. Les probabilités de transition théoriques calculées par R.J. LOMBARD pour les valeurs des paramètres, $V_o = -30$ MeV, $\mu = 1{,}926$ fm et $\omega = 0$ ou $-0{,}54$, donnent les facteurs d'interdiction F_L portés dans les colonnes 6 et 7 du tableau II. Les énergies des états individuels ϵ_α utilisées pour les calculs de $T_{théo}$ sont choisies de manière à obtenir une représentation raisonnable du spectre des noyaux de masse paire.

Les probabilités de transition théoriques calculées par M. RHO [2] pour $V_o = -37{,}8$ ou $-39{,}5$ MeV, $\mu = 1{,}732$ fm et $\omega = 1$ donnent les facteur d'interdiction F_R de la colonne 5 du tableau II. Les énergies des états individuels ϵ_β utilisées dans ce calcul sont celles données par T. TAMURA et T. UDAGAWA [42].

Les schémas de niveaux théoriques obtenus pour ces divers calculs sont donnés dans la figure 6.

On voit dans le tableau II, que l'accord entre les calculs des probabilités de transition théoriques et les résultats expérimentaux est très amélioré quand on passe du modèle à particule indépendante au modèle de quasi-particules. Les calculs faits en utilisant ce dernier modèle [2] [5], décrivent l'état 3+ de 2 412 keV par une configuration (d 5/2 g 7/2) presque pure alors que les états 2+ et 4+ de 1 597 et 2 084 keV sont surtout représentés par un mélange des configurations $(g\ 7/2)^2$ et $(d\ 5/2)^2$. Cela entraîne une faible probabilité de transition théorique M1 pour les rayonnements γ de 329 et 816 keV. L'influence du coeur ayant été négligée et les états à 4, 6 et 8 quasi-particules n'ayant pas été considérés dans les calculs [2] [5], il peut subsister un léger retard pour les transitions M1 et une petite accélération pour les transitions E2.

TABLEAU II

E niveau initial	Transition	$T_{exp.}$ (E2)	F_{SP} (E2)	F_R (E2) $e_{eff} = 2$	F_L (E2) $e_{eff} = 1$	F_L (M1)	F_{SP} (M1)	$T_{exp.}$ (M1)
2 412 keV	329 $(3^+ \rightarrow 4^+)$	$0,13.10^8$	17^{+7}_{-4}		0,8 (c) 0,9 (d)	24 (c) 29 (d)	160^{+36}_{-25}	$0,[illegible].10^{10}$
	816 $(3^+ \rightarrow 2^+)$	$3,8.10^7$	515^{+885}_{-195}		2,7 (c) 2,6 (d)	29 (c) 11 (d)	$2\,700^{+600}_{-400}$	$0,58.10^{10}$
2 084 keV	487 $(4^+ \rightarrow 2^+)$	$0,2.10^9$	7,3	0,26 (e) 0,17 (b)	0,29 (c) 3,1 (d)			
1 597 keV	1 597 $(2^+ \rightarrow 0^+)$	$0,9.10^{13}$	0,063	0,82 (e) 0,87 (b)				

(b) $V_o = -39,5$ MeV ϵ_β $\omega = 1$

(c) $\omega = 0$ et ϵ_α

(d) $\omega = -0,54$ et ϵ_α

(e) $V_o = -37,8$ MeV ϵ_β $\omega = 1$

2. ^{118}Sn

Travaillant sur les étains, RAHMOUNI [43] nous a demandé de faire une mesure de corrélations angulaires pour déterminer si la transition E1 de 40 keV de l'^{118}Sn, est bien une transition E1 pure ou si elle présente une partie M2.

Ce noyau comme celui de ^{140}Ce est semi-magique ; en première approximation nous pouvons utiliser le modèle à particule indépendante de S.A. MOSZKOWSKI pour calculer la probabilité de transition M2 ($T_{théo}$ (M2) = 2.10^2). La probabilité de transition totale pour la transition étant T_{exp} = $1,3.10^7$, si ce mélange existe, la proportion de M2 est très faible. Bien que l'analyse de cette mesure soit encore compliquée par la présence de rayonnements X de 30 keV qu'il est impossible de séparer des rayonnements γ de 40 keV qui nous intéressent et par la présence d'un fond Compton important dû aux rayonnements γ de plus grande énergie, nous avons tenté cette expérience. En effet nous avions la possibilité de mesurer deux corrélations angulaires avec les rayonnements γ de 40 keV ceux-ci étant en cascade avec les rayonnements γ E2 de 253 keV et avec les rayonnements γ E2 de 1 050 keV, cela est intéressant les vies moyennes des niveaux intermédiaires 5- et 4+ étant très différentes, 20 ns et $< 2,2.10^{-10}$s respectivement (fig. 11).

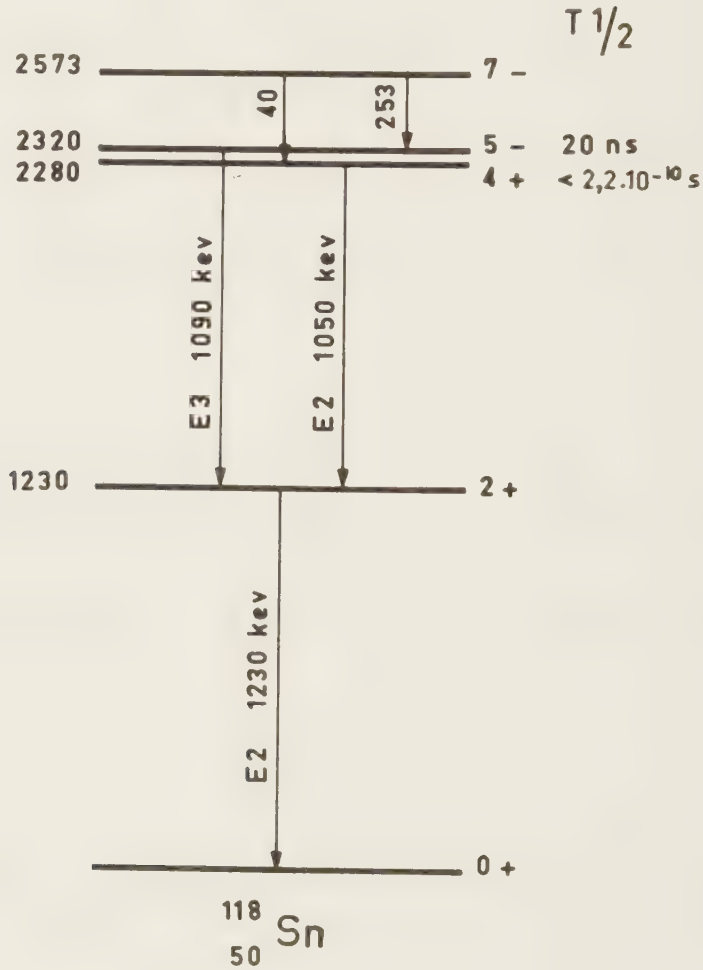


FIGURE 11

Cette expérience nous a montré qu'il n'était pas possible d'analyser les spectres γ avec assez de précision pour pouvoir conclure à la présence, ou à l'absence d'une atténuation de l'une ou de l'autre des corrélations angulaires, et ce d'autant plus que l'anisotropie de la corrélation théorique est seulement de 5,5 %.

En conclusion des deux études précédentes nous pouvons dire que, moyennant un certain nombre de précautions et de mesures complémentaires, il est possible de déterminer des rapports de mélange de quelques pour mille par la méthode des corrélations angulaires. Il faut toutefois que les intensités des pics considérés ne soient pas faibles par rapport au fond Compton et qu'il n'y ait pas de raie importante au voisinage immédiat du pic étudié, les décompositions ne permettant pas alors d'avoir les intensités des pics à mieux que 5 %.

3. ^{169}Tm

Les schémas de niveaux des thulliums 165 à 171 se ressemblent, la bande rotationnelle fondamentale 1/2+ [411] existe dans tous ces isotopes ainsi que les niveaux 7/2+ [404] et 7/2- [523] (fig. 17). Dans le ^{167}Tm et dans le ^{171}Tm les transitions γ M2 entre le niveau 7/2- [523] et le niveau 3/2 1/2+ [411] ont été observées et leurs intensités mesurées tandis que la transition M2 analogue 7/2- [523] → 3/2 1/2+ [411] dans le ^{169}Tm n'a pas été observée à notre connaissance. Les facteurs d'interdiction F_W par rapport au modèle de particule indépendante de S.A. MOSZKOWSKI, pour la transition M2 observées dans les ^{167}Tm et ^{171}Tm, sont $F_W = 1,3.10^4$ et $F_W = 1,3.10^5$ respectivement. Un facteur d'interdiction du même ordre de grandeur correspondrait, pour la transition M2 du ^{169}Tm, à une intensité relative comprise entre 2.10^{-4} et 2.10^{-5}. Il est très difficile de mesurer des intensités aussi faibles les pics dus aux sommes venant gêner l'analyse ; dans ce cas précis on peut avoir un pic de 371 keV dû à la somme des impulsions de 308 keV avec celles de 63 keV. Pour minimiser l'importance de ces pics sommes nous avons placé la source à 10 cm du détecteur Ge (Li). L'analyse du spectre obtenu montre qu'il y a un pic de 371 keV. Pour évaluer le pourcentage de ce pic dû aux sommes fortuites nous avons comparé des spectres obtenus pour des distances source-détecteur différentes ; ces comparaisons indiquent qu'au moins 80 % de l'intensité du pic observé est dû aux sommes. Dans ces conditions, les erreurs statistiques sont importantes et nous pouvons seulement dire que l'intensité des rayonnements de 371 keV est inférieure ou au plus de l'ordre de 6.10^{-5} ce qui correspond à un facteur d'interdiction $F_W \geqslant 4,3.10^4$. On retrouve donc les caractéristiques d'une transition M2 interdite K.

4. ^{103}Pd.

Un niveau 11/2- de 0,63 MeV a été mis en évidence par B. ČUJEC [44] par réaction (d, t). Ce niveau 11/2- existe déjà dans le ^{101}Ru et le ^{105}Pd avec des périodes de 17 et 35,5 µs respectivement, et est l'état initial de la transition M2 11/2- → 7/2+ observée dans ces noyaux. La transition M2 analogue, dans le ^{103}Pd, aurait une énergie d'environ 0,38 MeV [44]. H. BAKHRU et al. [45] ont récemment étudié le schéma de niveaux du ^{103}Pd à partir de la désintégration de l'^{103}Ag et proposent le schéma de niveaux donné dans la figure 12, étant donné la valeur de son énergie c'est le niveau de 655 keV qui pourrait être le niveau 11/2-. Un bilan d'intensité fait à partir des résultats de H. BAKHRU et al. permet de penser que le niveau est alimenté à environ 3,7 %. Le niveau fondamental de l'^{103}Ag étant 7/2+ la transition β , 7/2+ → 11/2- est une fois interdite, ce qui correspond à un log (ft) de l'ordre de 7, c'est-à-dire à une très faible alimentation directe d'un niveau 11/2-. Il semble donc que l'alimentation du niveau de 655 keV soit trop importante pour qu'il puisse être le niveau 11/2-.

Nous avons néanmoins cherché à voir, à partir d'un spectre que nous avons obtenu avec une jonction Ge (Li), s'il n'existait pas une transition γ , de faible intensité, dont l'énergie serait voisine de 0,38 MeV et qui correspondrait à la transition M2 11/2- → 7/2+. Aucune raie de cette énergie n'a pu être mise en évidence. De même nous n'avons détecté aucune vie moyenne de quelques nanosecondes à partir de la désintégration de l'^{103}Ag. Il semble bien qu'il soit impossible actuellement d'étudier la transition M2 du ^{103}Pd, à partir de la désintégration de l'^{103}Ag.

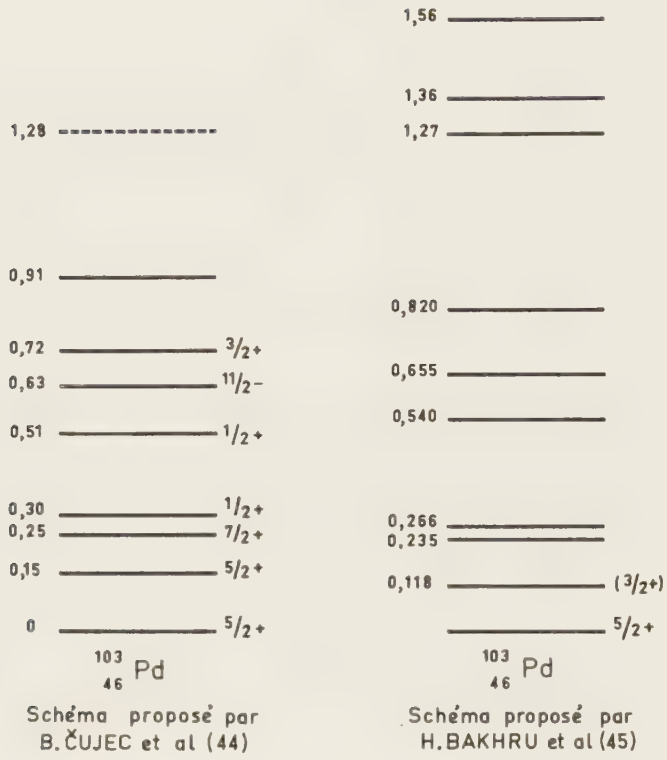


Figure 12.

5. ^{191}Pt.

Pour mesurer la vie moyenne du niveau de 48 keV du ^{191}Pt il fallait détecter les électrons de conversion correspondant à la transition de 48 keV la conversion étant pratiquement totale. Pour détecter ces électrons nous avons utilisé un scintillateur plastique, une épaisseur de 5/10ième d'Al étant suffisante pour les arrêter nous devons placer la source directement au contact du détecteur. En coïncidence nous détectons, avec un scintillateur I Na (Tl), les rayons X de 80 keV de l'^{191}Au qui correspondent à la capture électronique.

La période attendue pour ce niveau étant comprise entre 4 µs et 4 ms, nous avons d'abord cherché son ordre de grandeur par la méthode décrite dans le paragraphe 2 b du Chapitre I. La valeur obtenue étant $\leqslant$ 20 µs, l'utilisation de notre système de conversion temps-amplitude est possible et nous avons repris cette mesure par la méthode classique de conversion temps-amplitude. Nous avons obtenu $T_{1/2}$ = 4 µs. Ce résultat sera discuté dans la deuxième partie.

2ème Partie

Transitions quadrupolaires magnétiques dans les noyaux atomiques.

Alors qu'en 1955 M. GOLDHABER et A.W. SUNYAR ne disposaient que de trois transitions M2, en 1962, R. FOUCHER et A.G. DE PINHO [46] avaient pu en répertorier 47, mais 19 étaient issues de transitions E1+M2 peu certaines. Actuellement on dispose de 83 transitions dont 71 M2 pures et 4 mélanges certains E1+M2. Pour les 8 autres transitions, le mélange annoncé est très petit donc peu sûr.

Ces derniers auteurs, à partir des 47 transitions dont ils disposaient, suggéraient l'existence de quatre classes de transitions M2 suivant la valeur prise par le facteur d'interdiction

$$F = \frac{\text{Probabilité de transition } \gamma \text{ théorique}}{\text{Probabilité de transition expérimentale}} :$$

- $F \sim 1$ transitions pour lesquelles l'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant,
- $F > 10^3$ transitions interdites par certaines règles de sélection,
- $10 < F < 200$ transitions retardées, le plus souvent de façon inexplicable (c'est le cas le plus courant)
- $F < 1$ transitions accélérées.

Les raisons de certains ralentissements dans la 2ième classe de transition et l'existence même des deux dernières n'apparaissaient pas clairement et il nous a semblé bon de reprendre ce travail. Il est, en effet, intéressant de savoir s'il y a ou non, pour les transitions M2, des classes dépendantes de la structure nucléaire comme on en trouve pour les transitions M1, E2 ou E1. En particulier les transitions M2 peuvent peut-être permettre de tester l'existence de différentes formes des états du noyau, mieux que les transitions E1 pour lesquelles les autres causes de retard sont nombreuses.

Ce travail portera essentiellement sur les transitions M2 pures. La présence d'une partie M2 dans les transitions E1+M2 notées en 1962 étant remise en cause dans la plupart des cas, nous ne parlerons que des transitions dont le rapport de mélange $\delta^2 = \frac{I\,(M2)}{I\,(E1)}$ a été mesuré récemment.

Après un bref rappel des calculs de probabilités de transition dans les noyaux sphériques et dans les noyaux déformés nous discuterons les résultats dans l'ordre suivant :

1. Transitions M2 pures

a) noyaux près des couches magiques en protons et en neutrons (A voisin de 16, 40 et 208)

b) noyaux déformés ($150 < A < 190$ et $A > 230$)

c) noyaux "intermédiaires"

d) noyaux impairs-impairs.

2. Transitions E1+M2.

Le découpage de l'ensemble des noyaux étudiés est nécessairement un peu arbitraire. Il est difficile de donner a priori une place aux noyaux qui sont un peu éloignés des noyaux doublement magiques et des noyaux rotationnels, et cela d'autant plus que les expériences de ces dernières années ont mis en évidence que, même pour les noyaux magiques, on peut trouver des bandes rotationnelles.

CHAPITRE I

CALCULS DES PROBABILITES DE TRANSITION.

Pour chacune des transitions M2 relevées nous avons calculé : les probabilités de transition T_{exp} à partir des données expérimentales et les probabilités de transition théoriques pour un modèle à particule indépendante dans un potentiel sphérique T_W (S.A. MOSKOWSKI [41]). Pour les noyaux déformés nous avons aussi calculé les probabilités de transition théoriques pour un potentiel déformé T_N (S.G. NILSSON [47]). F_W et F_N sont les facteurs d'interdiction correspondants.

Nous discuterons des effets dus aux corrélations de paire dans les noyaux impairs sphériques ou déformés et dans les noyaux pairs-pairs déformés, puis des effets de couplage de Coriolis dans les noyaux déformés de masse impaire. L'influence du couplage particule-vibration est considérée qualitativement.

1. Probabilités de transition expérimentales.

Pour la transition i, la probabilité de transition expérimentale T_{exp} (M2) est donnée par l'expression suivante :

(R.1)
$$T_{exp}(M2) = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}} \times \frac{I(i)}{I(total)} \times \frac{1}{1+\alpha_i} \times \frac{\delta^2}{1+\delta^2}$$

- $\tau_{1/2}$ est la période du niveau initial,
- I (total) l'intensité totale des transitions issues du niveau initial,
- I (i) celle de la transition i considérée.
- α_i est le coefficient de conversion interne total de la transition i *,
- δ^2 le rapport de mélange $\frac{I(M2)}{I(E1)}$ pour les transitions E1+M2.

2. Probabilités de transition théoriques pour les noyaux sphériques et facteurs d'interdiction correspondants.

Si on considère que le noyau est sphérique, de rayon $R = r_o A^{1/3}$ (r_o étant une constante), on peut alors calculer les probabilités de transition M2 à partir de l'expression donnée par S.A. MOSKOWSKI [41] pour une densité de charge constante à l'intérieur du noyau et nulle à l'extérieur :

---

* Dans presque tous les cas considérés nous avons calculé les coefficients de conversion interne α_i à partir des tables de L.A. SLIV et I.M. BAND [48] ou de R.S. HAGER et E.C. SELTZER [49].

$$(R.2) \qquad T_W(ML) = \frac{0,19\,(L+1)}{L\,[(2L+1)!!]^2} \times \frac{3}{L+2})^2 \times (\frac{\hbar\omega}{197})^{2L+1} \times (r_o A^{1/3})^{2L-2}$$

$$\times S(j_i, L, j_f) \times f \times 10^{21}\ s^{-1}$$

- j_i et j_f sont les spins des états initial et final
- L est la multipolarité de la transition,
- $\hbar\omega$ l'énergie de la transition,
- A le nombre de masse.
- f est un facteur qui dépend de la nature de la particule qui passe de l'état initial $(l_i\ j_i)$ à l'état final $(l_f\ j_f)$. Si $|j_f - j_i| = L$ et $|l_f - l_i| = L - 1$, f prend les formes simples suivantes :

$$(R.3) \quad \begin{cases} f = (\mu_p L - \frac{L}{L+1})^2 & \text{pour un proton} \\ f = (\mu_N L)^2 & \text{pour un neutron} \end{cases}$$

(μ_p et μ_N sont les moments magnétiques du proton et du neutron)

- S est un facteur statistique. Pour $L = |j_i - j_f|$:

$$(R.4) \qquad S(j_i, L, j_f) = \frac{(j_i - 1/2)!}{(j_f - 1/2)!} \times \frac{(2L+1)!!}{(L)!} \times \frac{(2j_f)!!}{(2j_i)!!}$$

(Pour $L \neq |j_i - j_f|$, nous avons pris S = 1).

Pour L = 2, $\mu_N = -1,91$, $\mu_p = 2,79$ et la valeur $r_o = 1,2$ fm utilisée par S.A. MOSZKOWSKI [41] la formule (R.2) devient pour une transition M2 :

$$(R.5) \qquad T_W(M2) = 8,4.10^7\ A^{2/3}\ E_\gamma^5\ S(j_i, L, j_f) \qquad \text{pour un proton}$$

$$(R.6) \qquad T_W(M2) = 5,05.10^7\ A^{2/3}\ E_\gamma^5\ S(j_i, L, j_f) \qquad \text{pour un neutron}$$

Les facteurs d'interdictions correspondants sont :

$$(R.7) \qquad F_W - \frac{T_W(M2)}{T_{exp}(M2)}$$

Si on tient compte des corrélations de paire les probabilités de transition M2 deviennent :

(R.8) $$T_{c.p.}(M2) = (u_i u_j + v_i v_j)^2 \; T_W(M2) = f_{c.p.} \; T_W(M2) \quad ,$$

où v_i^2 et v_j^2 sont les probabilités d'occupation des niveaux i et j. On a $u_i^2 + v_i^2 = 1$ et $u_j^2 + v_j^2 = 1$. Près de la surface de FERMI $f_{c.p.}$ est voisin de 1 et les corrélations de paire modifient peu la probabilité de transition M2.

3. Probabilités de transition théoriques pour les noyaux déformés et facteurs d'interdiction correspondants.

a) Noyaux de masse impaire.

En première approximation (hypothèse adiabatique), dans les noyaux déformés, on suppose que les mouvements collectifs de rotation et de vibration peuvent être séparés du mouvement individuel des nucléons. La fonction d'onde, décrivant alors le noyau dans un état donné, a la forme suivante :

$$\psi = \phi \cdot \Phi_{vibr.} \cdot \mathfrak{D}_{rot.}$$

ϕ décrit le mouvement individuel, Φ la vibration collective du noyau autour de sa position d'équilibre et $\mathfrak{D}$ la rotation de l'ensemble.

On suppose que le noyau a une déformation permanente à symétrie axiale (axe Oz) et un plan de symétrie perpendiculaire à Oz. La fonction d'onde s'écrit alors :

(R.9) $$\psi(I, \pi, K, N, n_z, \Lambda) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \; \Phi_{vib.} \left[D^I_{MK} \; \phi_\Omega + (-1)^{I+K} \phi_{-\Omega}\right].$$

Les nombres quantiques asymptotiques N, n_z et Λ, résumés par a, caractérisent le mouvement individuel.

La probabilité de transition réduite M2 a la forme suivante :

(R.10) $$B_N(M2) = \left| < \psi(I_f \; \pi_f \; K_f \; a_f \,|\, \Theta \; (M2) \,|\, \psi(I_i \; \pi_i \; K_i \; a_i) > \right|^2 ;$$

Θ (M2) est l'opérateur quadrupolaire magnétique.

Les probabilités de transitions M2 non interdites K (c'est-à-dire avec $\Delta K \leqslant 2$) s'écrivent alors :

(R.11) $$T_N(M2) = \frac{4\pi}{75} \times \frac{1}{\hbar} \times \frac{\hbar\omega}{\hbar c} \times B_N(M2)$$

avec :

$$(R.12) \quad B_N(M2) = \frac{5}{16\pi} \times \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \times \frac{\hbar}{M\omega_o} \times \Big| (I_i\, 2\, K_i\, K_f - K_i \,|\, I_i\, 2\, I_f\, K_f) +$$

$$b\, M2\, (K_i\, \alpha_i\, K_f\, \alpha_f)\, (-1)^{I_f+K_f}\, (I_i\, 2\, K_i - K_f - K_i \,|\, I_i\, 2\, I_f - K_f) \Big|^2 \times$$

$$G^2\, M2\, (K_i\, \alpha_i\, K_f\, \alpha_f)$$

- I_i et I_f sont les spins des états initial et final
- b M2 et G M2 sont les matrices intrinsèques, leur expression est donnée par S.G. NILSSON [47].

Le facteur d'interdiction F_N est :

$$(R.13) \qquad F_N = \frac{T_N(M2)}{T_{exp}(M2)}$$

Cependant il peut y avoir certains effets qui modifient les probabilités de transition M2, dus soit aux corrélations de paire, soit aux couplages des particules avec les mouvements collectifs : couplage particule-vibration et couplage particule-rotation (forces de Coriolis).

i) Corrélations de paire. Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe précédent, la probabilité de transition M2, $T_{c.p.}$ (M2), s'écrit :

$$T_{c.p.}(M2) = (u_i\, u_j + v_i\, v_j)^2\, T_N(M2) = f_{c.p.}\, T_N(M2)\ ,$$

où T_N (M2) est donné par la relation (R.11). Au voisinage de la surface de Fermi $f_{c.p.}$ est voisin de 1. L'effet des corrélations de paire est faible et on peut le négliger.

ii) Couplage particule-vibration. Dans ce cas l'état initial et l'état final sont décrits par des fonctions d'onde comprenant deux termes : l'un représente le couplage d'une particule ($K\,\pi$) avec l'état 0+, l'autre le couplage d'une particule ($K'\,\pi'$) avec un état de vibration. L'élément de matrice de transition M2 entre l'état initial et l'état final comprend deux termes correspondant à la transition d'une particule et deux termes correspondant à une transition collective. Pour que ces deux derniers termes contribuent il faut que l'état vibrationnel soit de parité négative, donc seuls les couplages avec les vibrations octupolaires sont susceptibles de modifier les taux de transition M2. Leur effet qui modifie considérablement les probabilités de transition E1 [50], affecte vraisemblablement aussi les taux de transition M2. Toutefois le comportement de l'opérateur Ⓗ (M2) par rapport au renversement du temps étant différent de celui de l'opérateur Ⓗ (E1) on peut s'attendre à ce que l'effet soit moins important pour les transitions M2 que pour les transitions E1. Dans une première approche nous négligerons ces couplages.

iii) Couplage particule-rotation. Le couplage particule-rotation a pour effet de mélanger à la fonction d'onde initiale $\psi_K{}^I$, les fonctions $\psi_{K'}{}^I$ avec $K' = K \pm 1$. On obtient alors, pour représenter les états du noyau, les nouvelles fonctions :

$$(R.14) \qquad \psi(I, \pi, K, \alpha) = C_K\, \psi_K{}^I + \sum_{K'} C_{K'}\, \psi_{K'}{}^I\ .$$

Dans ces conditions les probabilités de transition réduites $B_{P.R.}$ (M2) s'écrivent :

$$B_{P.R.}(M2) = \left| < \psi(I_f \ \pi_f K_f \ \alpha_f \ | \ \textcircled{H} \ (M2) \ | \ \psi(I_i \ \pi_i K_i \ \alpha_i) > \right|^2$$

soit

$$B_{P.R.}(M2) = \Big| C_{K_i} C_{K_f} < \psi_{K_f}^{I_f} | \textcircled{H} (M2) | \psi_{K_i}^{I_i} >$$

$$+ \sum_{K'_f} C_{K_i} C_{K'_f} < \psi_{K'_f}^{I_f} | \textcircled{H} (M2) | \psi_{K_i}^{I_i} >$$

(R.15)

$$+ \sum_{K'_i} C_{K'_i} C_{K_f} < \psi_{K_f}^{I_f} | \textcircled{H} (M2) | \psi_{K'_i}^{I_i} >$$

$$+ \sum_{K'_i K'_f} C_{K'_i} C_{K'_f} < \psi_{K'_f}^{I_f} | \textcircled{H} (M2) | \psi_{K'_i}^{I_i} > \Big|^2$$

$T_{P.R.}$ (M2) est donné par l'expression (R.11) dans laquelle B_N (M2) est remplacé par $B_{P.R.}$ (M2), le facteur d'interdiction correspondant est :

(R.16) $$F_{P.R.} = \frac{T_{P.R.}(M2)}{T_{exp}(M2)}$$

Tous les termes $< \psi_{K'}^{I'} | \textcircled{H} (M2) | \psi_K^{I} >$ ont la forme suivante :

(R.17) $$< \psi_{K'}^{I'} | \textcircled{H} (M2) | \psi_K^{I} > = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right) \sqrt{\frac{\hbar}{M\omega_o}} \left[(I\,2\,K\,K'\text{-}K \,|\, I\,2\,I'K')\right.$$

$$\left. + b\,M2\,(-1)^{I'+K'} (I\,2\,K - K'\text{-}K \,|\, I\,2\,I'\text{-}K')\right] G\,M2$$

Les coefficients C_K et $C_{K'}$ peuvent être calculés soit à partir des spectres expérimentaux soit par un calcul de perturbation au premier ordre. Si on utilise le deuxième procédé on a :

$$C_K = 1 \qquad \text{et} \qquad C_{K'} = \frac{< \psi_{K'}^{I} | H_{P.R.} | \psi_K^{I} >}{E_K - E_{K'}} ,$$

soit

$$C_{K'} = - \frac{\hbar^2}{2J} \sqrt{(I \mp K)(I \pm K + 1)} \frac{\langle \phi_{K'} | j_\pm | \phi_K \rangle}{E_K - E_{K'}} \delta_{K', K \pm 1}, \quad \text{(R.18)}$$

en utilisant la forme $H_{P.R.} = - \frac{h^2}{2J} (I_+ j_- + I_- j_+)$ pour l'Hamiltonien d'interaction particule-rotation.

Ces coefficients $C_{K'}$ sont généralement petits et dans l'expression (R.15) le dernier terme est pratiquement toujours négligeable quand la transition n'est pas interdite K. Les valeurs de $C_{K'}$ dépendent de l'élément de matrice de $j_\pm$ et de la distance en énergie des deux niveaux en interaction. On pourra donc limiter le développement (R.15) par la considération des éléments suivants :

- $E_{K'} - E_K$, les niveaux IK et I' K' doivent être voisins.
- $\langle \phi_{K'} | j_+ | \phi_K \rangle$, le terme devient important quand les niveaux IK et I' K' sont issus de la première sous-couche d'une couche (g 9/2, h 11/2 et i 13/2).
- GM2, cet élément peut prendre des valeurs très différentes (voir tableaux V et VIII). Si la transition est interdite par les règles de sélection asymptotiques GM2 est petit. Il semble que pour les transitions permises celles qui sont autorisées par l'opérateur $S_\pm$ ou par l'opérateur Sz présentent une valeur de GM2 plus grande que celles qui sont autorisées par l'opérateur $l_\pm$ ou par l'opérateur lz.

Règles de sélection asymptotiques pour les transitions M2 de protons.

ΔK^*	Opérateur	$\Delta \Lambda^*$	Δnz^*	ΔN^*
2	$(x + iy)\, l_+$	2	+ 1 - 1	± 1 (3) ± 1 (- 3)
	$(x + iy)\, S_+$	1	0	± 1
1	$(x + iy)\, lz$	1	0	± 1
	$Z\, l_+$	1	0 2 2	± 1 ± 1 (3) ± 1 (- 3)
	$(x + iy)\, Sz$	1	0	± 1
	$Z\, S_+$	0	+ 1 - 1	+ 1 - 1
0	$(x + iy)\, l_-$ $(x - iy)\, l_+$	0	+ 1 - 1	± 1 (3) ± 1 (- 3)
	$(x + iy)\, S_-$ $(x - iy)\, S_+$	1 - 1	0 0	± 1 ± 1
	$Z\, lz$ $Z\, Sz$	0	+ 1 - 1	+ 1 - 1

* Les quantités ΔX réprésentent les différences $X_f - X_i$, i et f repèrent les états initial et final respectivement.

Règles de sélection asymptotiques pour les transitions M2 de neutrons.

ΔK	Opérateur	$\Delta \Lambda$	Δn_z	ΔN
2	$(x + iy) S_+$	1	0	± 1
1	$(x + iy) S_z$	1	0	± 1
	$Z S_+$	0	+ 1 - 1	+ 1 - 1
0	$(x + iy) S_-$ $(x - iy) S_+$	+ 1 - 1	0	± 1 ± 1
	$Z S_z$	0	+ 1 - 1	+ 1 - 1

Remarque : Pour les transitions interdites K le premier terme de l'expression (R.15) est nul. Quand l'interdiction est d'ordre 1 ($|\Delta K| = 3$) les termes principaux sont les termes 2 et 3 de l'expression (R.15). Quand l'interdiction est d'ordre 2 c'est le terme 4 qui devient le terme principal les autres étant nuls. Pour les interdictions d'ordre plus élevé il faut considérer les couplages de Coriolis d'ordre supérieur. Cette méthode est peu précise, étant données les incertitudes dans l'évaluation des coefficients $C_{K'}$.

b) Noyaux pairs-pairs.

Pour les transitions M2 nous avons rencontré deux cas :

- transitions entre états à deux quasi-particules,
- transitions entre un état à deux quasi-particules et un niveau de la bande fondamentale.

i) Transitions entre états à deux quasi-particules. Si les deux états ont une quasi-particule en commun la transition est provoquée par le changement d'état de la deuxième particule. La probabilité de transition M2 se calcule à l'aide des mêmes GM2 que pour les noyaux impairs (R.11 et R.12) mais le calcul fait intervenir les coefficients de Clebsch-Gordan relatifs aux noyaux pairs. Dans les autres cas la transition est interdite.

ii) Transitions entre un état à deux quasi-particules et un niveau de la bande fondamentale. La probabilité de transition M2 devient :

(R.19) $$T_{qp}(M2) = (v_1 u_2 - u_1 v_2)^2 \; T_N(M2) = f_{qp} \, T_N(M2)$$

où v_1^2 et v_2^2 sont les probabilités d'avoir une quasi-particule respectivement dans les états 1 et 2. (Dans l'état excité les états 1 et 2 sont occupés). On a $u_1^2 + v_1^2 = 1$ et $u_2^2 + v_2^2 = 1$. Lorsque les états considérés sont voisins le coefficient f_{qp} peut être petit.

Les transitions M2 trouvées qui ont lieu entre un état à deux quasi-particules et un état rotationnel de la bande fondamentale sont interdites K, avec $\Delta K > 8$, ce qui exclut la possibilité d'un calcul théorique précis (voir remarque plus haut).

c) Noyaux impairs-impairs.

Si on néglige l'interaction entre le dernier proton et le dernier neutron, les probabilités de transition se calculent de la même façon que dans les noyaux impairs.

Nous n'avons donné dans ce chapitre que les calculs généraux qui ont pu être appliqués dans plusieurs cas. Les calculs particuliers seront exposés au cours de la discussion.

CHAPITRE II

DISCUSSION

1. Transitions M2 pures.

Les résultats concernant les transitions M2 pures que nous avons relevées sont portés dans les tableaux III, IV, V, V bis et VI. Dans les colonnes 1 à 7 de ces tableaux sont donnés repectivement : le symbole du noyau considéré, la période du niveau initial, l'énergie de la transition M2, les nombres quantiques de l'état initial, ceux de l'état final, le facteur S obtenu à partir de l'expression (R.4) et le facteur d'interdiction calculé à partir des expressions (R.1, R.5, R.6 et R.7).

Remarquons que, dans le schéma de S.A. MOSZKOWSKI, toutes les transitions M2 sont retardées ($F_W > 1$) sauf celle de l'^{179}Hf qui semble être accélérée ($F_W \simeq 0,06$) ; Toutefois, dans ce cas l'intensité relative de la transition est mal connue et de toute façon est assez faible (environ 5 %) (Hf 1-3).

a) Noyaux près des couches magiques en neutrons et en protons.

C'est pour ces noyaux que le modèle à particule indépendante dans un potentiel sphérique doit donner la meilleure description.

i) $A < 50$. Dans le tableau III sont résumés les résultats obtenus dans cette région. Pour le ^{13}C la transition est peu interdite. A partir des résultats des réactions (d, p γ) on peut considérer que l'état 5/2+ du ^{13}C est un état de particule presque pur (neutron dans d 5/2) alors que pour l'état 3/2- il est nécessaire de considérer une excitation du coeur (C.11). Des deux transitions qui entrent en compétition avec la transition M2 l'une E2 est très accélérée, l'autre E1 est très retardée. Il semble possible d'expliquer les taux de transition en utilisant le modèle à couplage faible (C.15). L'introduction d'un léger mélange de configuration ou d'une faible contribution du couplage coeur-particule peut expliquer le facteur $F_W = 2,6$.

Parmi les autres transitions M2 dans les noyaux impairs du tableau III, seule le ^{39}K n'est pas très retardé ($F_W = 2$). Pour tous les autres noyaux le facteur d'interdiction est important ; il varie de 33 pour l' ^{39}Ar à 275 pour le ^{47}Sc. Le modèle à particule indépendante dans un potentiel moyen sphérique décrit donc assez mal les probabilités de transition M2 observées. On peut remarquer que F_W augmente quand le nombre de particules s'éloigne de A = 40, c'est-à-dire quand le nombre de particules dans la couche f 7/2 augmente.

TABLEAU III

Noyau	T 1/2 ns	E_{keV}	Etat initial		Etat final		S	F_W	S'	F'_W	Remarques
$^{13}_{6}C_{7}$	$5,2.10^{-3}$	3 850	$5/2^+$	d 5/2	$1/2^-$	p 1/2	1	2,6	1	2,6	
$^{16}_{8}O_{8}$	$1,33.10^{-4}$	8 870	2^-		0^+		1	94			$\Delta T = 0$
$^{35}_{17}Cl_{18}$	0,09	3 160	$7/2^-$	f 7/2	$3/2^+$	d 3/2	9/7	56	1	56	
$^{37}_{19}K_{18}$	9,6	1 380	$7/2^-$	f 7/2	$3/2^+$	d 3/2	9/7	83	0,5	42	
$^{39}K_{20}$	0,01	2 817	$7/2^-$	f 7/2	$3/2^+$	d 3/2	9/7	2	0,5	1	
$^{41}K_{22}$	6,7	1 294	$7/2^-$	f 7/2	$3/2^+$	d 3/2	9/7	44	0,5	22	
$^{43}_{21}Sc_{22}$	0,437	151	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	136	0,25	34	
$^{45}Sc_{24}$	$0,35.10^{+9}$	12	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	170	0,25	43	
$^{47}Sc_{26}$	$0,27.10^{+3}$	765	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	275	0,25	69	
$^{37}_{18}Ar_{19}$	3,57	1 611	$7/2^-$	f 7/2	$3/2^+$	d 3/2	9/7	40	0,5	20	
$^{39}Ar_{21}$	0,95	1 520	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	33	21/32	22	
$^{41}_{20}Ca_{21}$	0,7	2 010	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	51	7/32	11	
$^{43}Ca_{23}$	0,09	993	$3/2^+$	d 3/2	$7/2^-$	f 7/2	18/7	67	5/32	10	

Il y a rarement des noyaux à un seul nucléon de valence, pour tenir compte de l'occupation des couches mises en cause lors de la transition, nous avons calculé le facteur statistique S' donné par S.A. MOSZKOWSKI [41] ; pour une transition entre les configurations suivantes :

(R.20) $$[(j_i)^{2S_i+1}(j_f)^{2S_f}]_{j_i} \rightarrow [(j_i)^{2S_i}(j_f)^{2S_f+1}]_{j_f}$$ on obtient

(R.21) $$S' = \frac{2j_i+1-2S_i}{2j_i+1} \times \frac{2j_f+1-2S_f}{2j_f+1}$$

Dans l'expression (R.20) $(j)^n$ signifie que l'on a n particules dans la couche j.

Le calcul de S' (R.21) est fait en supposant que la séniorité est 1.S' et le facteur d'interdiction F'_W correspondant sont portés dans les colonnes 8 et 9 du tableau III. Les valeurs de F'_W varient régulièrement et semblent passer par un minimum pour A = 40. On pourrait penser que cette variation est due à l'apparition d'une déformation permanente, mais il est difficile d'expliquer les schémas de niveaux de ces noyaux à partir des diagrammes de NILSSON.

Le retard pour les transitions M2 données dans le tableau III peut s'expliquer de diverses façons :

- En faisant intervenir des mélanges de configurations, ce qui est assez vraisemblable puisque déjà le fondamental du ^{40}Ca peut s'interpréter avec une composante importante d'un état 2 trous-2 particules, hypothèse confirmée par les réactions de stripping qui permettent d'évaluer l'importance de cette composante ($\sim$ 40 %) (Ca.1, Ca.3).

- En considérant qu'une contribution non négligeable de couplage cœur-particule peut intervenir. Par exemple il est possible que les niveaux excités 3/2+ soient en partie dus au couplage d'une particule f 7/2 avec un cœur excité 3-, ou d'une particule d 3/2 avec un cœur excité 2+ dans l'^{39}Ar (Al.3), le ^{35}Cl (Cl.3), le ^{43}Sc (Sc.7), etc...

- En considérant des effets de spin isotopique qui, dans certains cas, sont susceptibles de ralentir les transitions M2 [51].

Les transitions M2 sont particulièrement interdites dans les scandiums. Il faut remarquer que les premiers états 2+ des noyaux pairs-pairs voisins sont assez bas dans cette région (fig. 13, 14) et que les transitions E2, entre ces états et les états fondamentaux, sont très accélérées par rapport aux prévisions du modèle de S.A. MOSZKOWSKI [41] (F_W(E2) = 0,05 pour la transition 2+ $\rightarrow$ 0+ du $^{48}_{22}Ti$ alors que F_W (E2) = 0,14 pour celle du ^{44}Ca). Des calculs faisant intervenir les excitations du cœur permettent d'expliquer les retards observés pour les transitions M2 des scandiums (Sc.7). Les probabilités d'excitation du cœur sont alors 36, 42, et 40 % respectivement, pour les scandiums 43, 45 et 47.

Il faut signaler la transition M2 de l'$^{16}_{8}O$, elle est très interdite, F_W = 94. Un calcul trou-particule de V. GILLET et N. VINH MAU [52] prévoit un niveau 2- de spin isotopique T = 0 à 10,5 MeV. La composante principale de la fonction d'onde décrivant cet état est p 1/2 - d 5/2. La transition 2- $\rightarrow$ 0+ correspond à un $\Delta T = 0$, ce qui peut expliquer le retard important observé pour la transition M2 [53] [54].

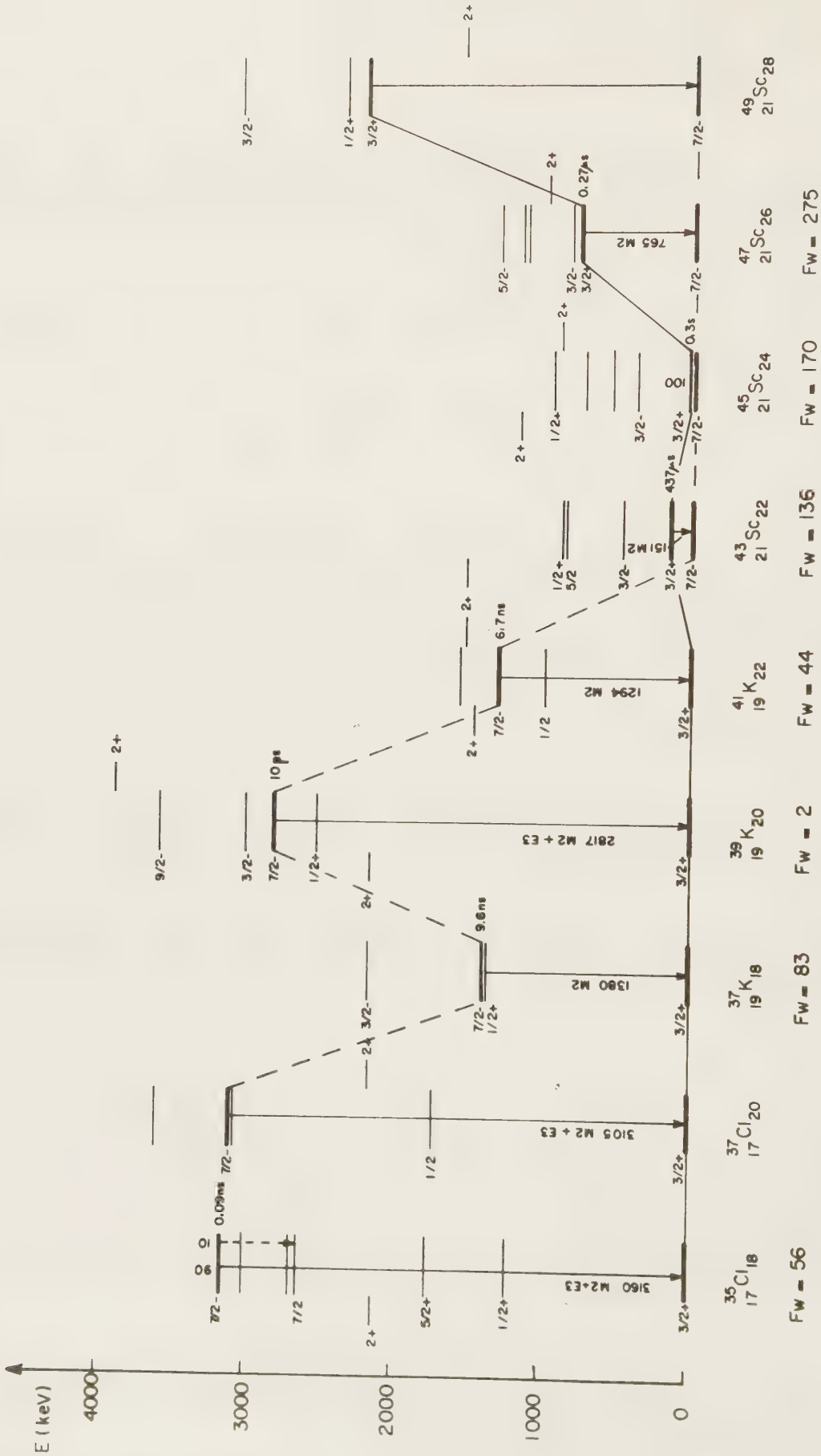


Figure 13 - Schémas de niveaux de noyaux impairs en protons près des couches magiques N = Z = 20 (Les niveaux 2+ correspondent aux premiers états 2+ des noyaux pairs-pairs voisins).

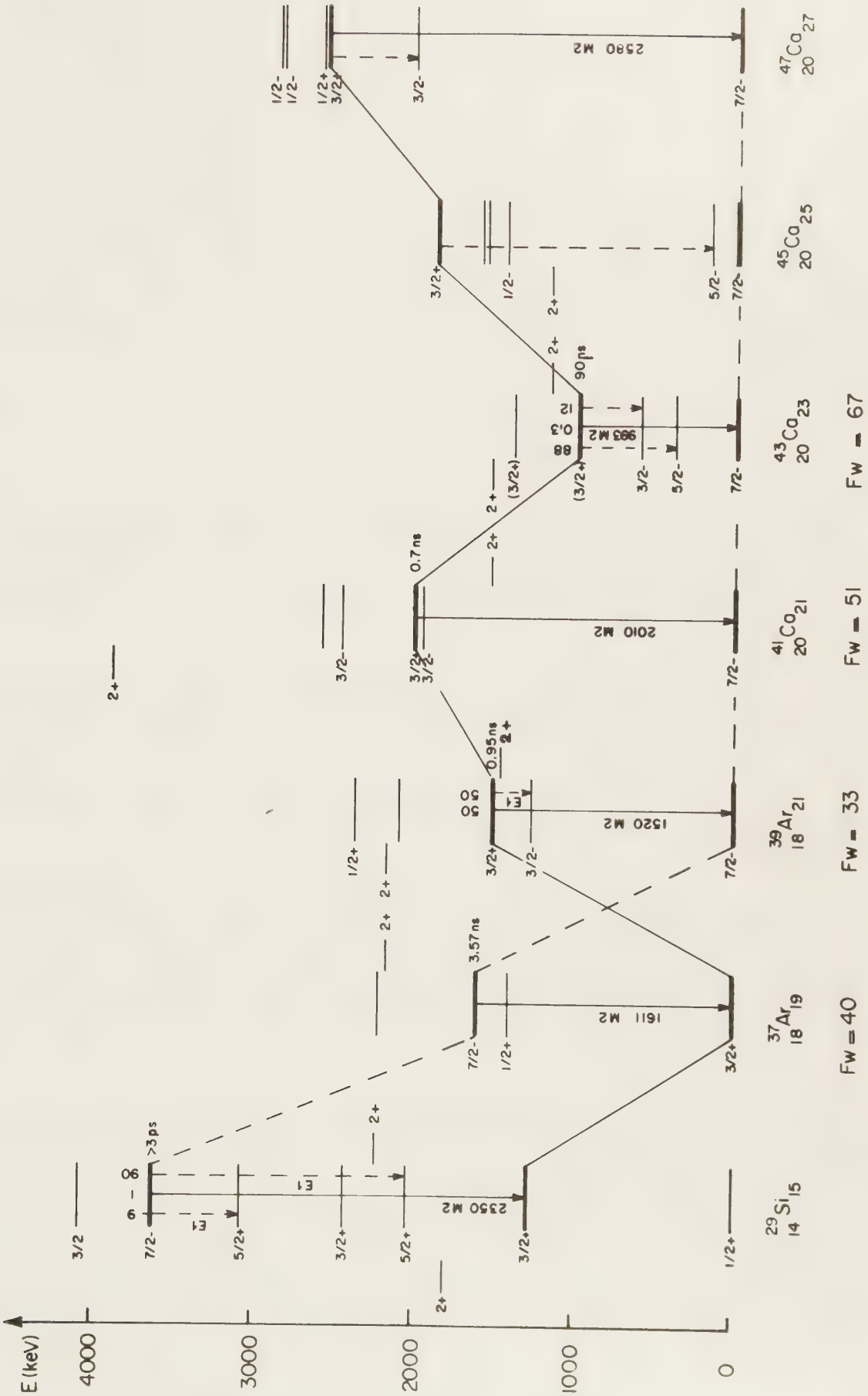


Figure 14 - Schémas de niveaux de noyaux impairs en neutrons près des couches magiques N = Z = 20.

ii) $190 < A < 210$. Les facteurs d'interdiction F_W sont très élevés contrairement à ce que l'on pouvait attendre pour les noyaux voisins du ^{208}Pb. Seule la transition M2 du ^{209}Pb est peu retardée ($F_W = 7,2$) ; cependant la transition E3 vers l'état fondamental est accélérée, ce qui indique un caractère collectif pour le niveau 15/2-. D'après les résultats obtenus dans les réactions de stripping, les niveaux 15/2- et 11/2+ sont essentiellement des niveaux de neutrons ; on peut donc considérer que le niveau 15/2- est un mélange de configuration du type :

$$A \mid j\, 15/2,\ 0+ >_{15/2} + \sqrt{1 - A^2} \mid g\, 9/2,\ 3- >_{15/2}$$

La transition M2 (3- → 0+) est interdite, seule la composante de la configuration à une particule interviendra, la probabilité de transition théorique sera donc multipliée par A^2. Le facteur spectroscopique obtenu à partir des réactions de stripping étant compris entre 0,5 et 0,9, A^2 varie de 0,25 à 0,81 et entraîne $1,8 < F_W < 5,8$. L'introduction d'un tel mélange de configurations dans la description du niveau 15/2- permet d'expliquer au moins une partie du facteur d'interdiction.

D'après les calculs de A. MIRANDA (Pb. 2) il semble que les niveaux 9/2- et 13/2+ du ^{205}Pb puissent être interprétés par des mélanges d'états de séniorité 3 et d'états de séniorité 1 et 3 respectivement, ce qui pourrait expliquer le retard important observé pour la transition M2 entre ces niveaux.

A notre connaissance, les niveaux 9/2- et 13/2+ des $^{205,207}Po$ n'ont pas été interprétés, nous pouvons donc seulement constater que les facteurs d'interdiction pour ces deux cas sont voisins de celui du ^{205}Pb.

La valeur particulièrement importante de F_W pour le ^{201}Tl pourrait s'expliquer par une interdiction l ; en effet, si les niveaux 9/2- et 5/2+ sont interprétés comme h 9/2 et $(d\ 5/2)^{-1}$ respectivement, alors $\Delta l = 3$. Toutefois les énergies observées pour les deux niveaux 9/2- et 5/2+ n'étant pas en accord avec cette dernière interprétation elle est peu vraisemblable (fig. 15). Une autre interprétation possible est de considérer le niveau 5/2+ du ^{201}Tl comme étant dû au couplage d'un proton S 1/2 avec le cœur excité 2+ ; alors la transition M2 provient seulement de la présence de petits mélanges de configuration, ce qui peut expliquer la valeur très élevée de F_W.

L'étude microscopique de L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN [3] est faite en supposant que la fonction d'onde d'un état d'un noyau impair peut être considérée comme la somme de trois termes : le premier étant celui de quasi-particule indépendante, le deuxième celui de l'interaction de la quasi-particule avec un phonon, le troisième celui de l'interaction de la quasi-particule avec deux phonons. Cette étude montre que le deuxième terme peut être très important. En effet, pour l'état 5/2+ du ^{201}Tl la composante à 1 quasi-particule (0,09) est petite devant la composante à 1 quasi-particule interagissant avec un phonon (0,98). De même pour le niveau 9/2- du ^{205}Pb pour lequel le 1er terme est 0,04 et le 2ème 0,99. Dans ce dernier cas le niveau 13/2+ étant un niveau essentiellement à 1 quasi-particule la représentation du niveau 9/2- peut expliquer la valeur particulièrement élevée ($F_W = 1\,750$) obtenue pour la transition M2 (13/2+ → 9/2-).

TABLEAU IV

Noyau	$T_{1/2}$ µs	E keV	Etat initial		Etat final		S	F_W	Remarques
$^{191}_{78}$Pt	4	48	$7/2^+$		$3/2^-$		9/7	1,4	
$^{199}_{79}$Au	440	55	$11/2^-$	h 11/2	$7/2^+$	g 7/2	50/33	290	
$^{201}_{81}$Tl	2 100	230	$9/2^-$	h 9/2	$5/2^+$	d 5/2	10/7	$1,7 . 10^5$	Interdition 1 $\Delta l = 3$
$^{205}_{82}$Pb	4 000	26	$13/2^+$	i 13/2	$9/2^-$	h 9/2	225/143	1 750	
$^{209}_{82}$Pb	$1,36.10^{-3}$	644	$15/2^-$	j 15/2	$11/2^+$	i 11/2	21/13	7,2	
$^{205}_{84}$Po	644	160	$13/2^+$	i 13/2	$9/2^-$	h 9/2	225/143	4 000	
$^{207}_{84}$Po	50	310	$13/2^+$	i 13/2	$9/2^-$	h 9/2	225/143	1 390	

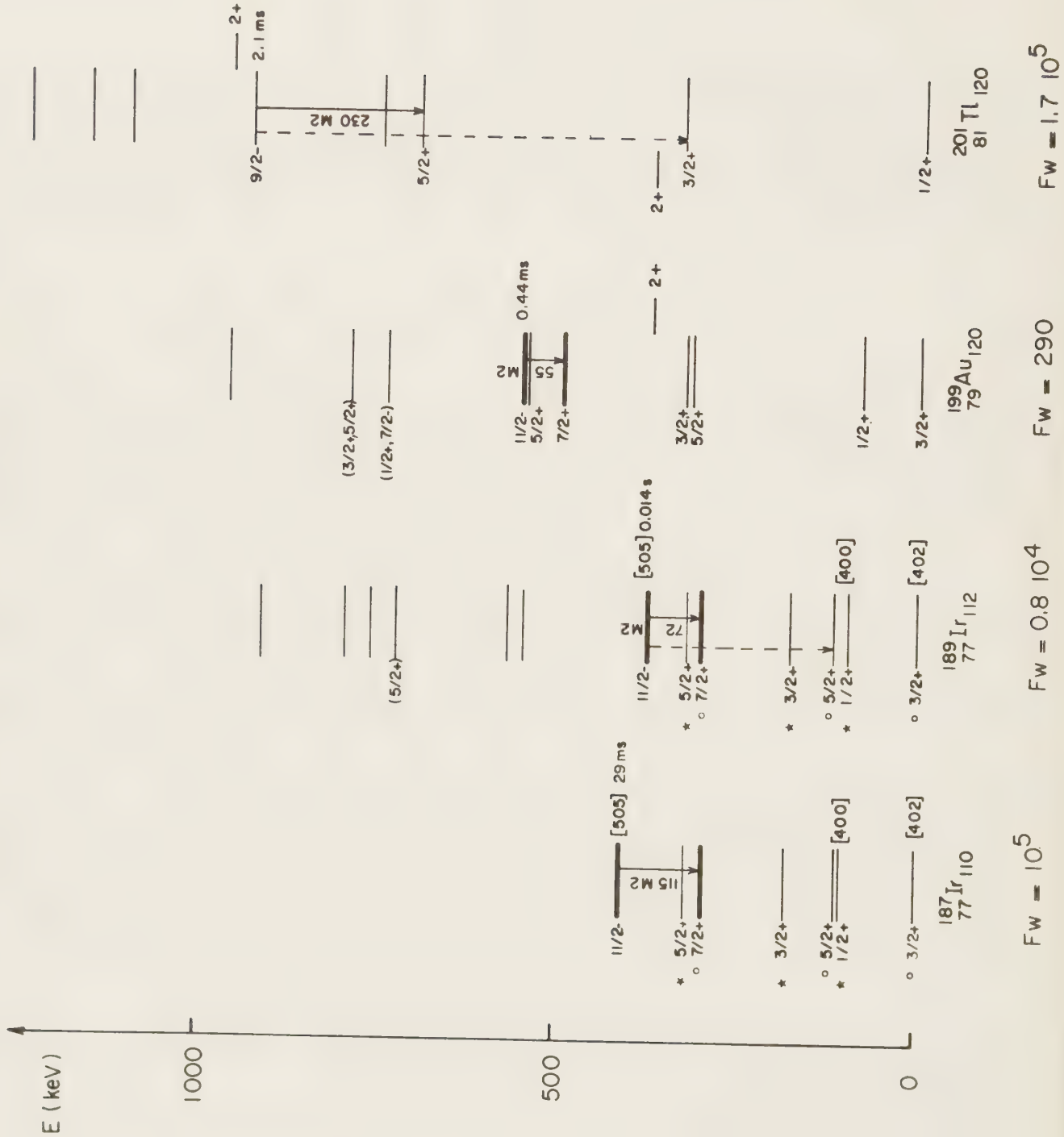


Figure 15 - Schémas de niveaux de noyaux impairs en protons près des couches magiques Z = 82, N = 126.

Les schémas de niveaux de l'^{199}Au et de l'^{189}Ir se ressemblent (fig. 15) ; toutefois il est difficile de les interpréter de la même manière, les F_W obtenus pour les transitions M2 étant très différents. Le niveau 7/2+ de l'^{199}Au peut être interprété comme un membre du multiplet dû au couplage du 79ième proton d 3/2 avec le cœur excité 2+ (Au.4, Au.5). Là encore, cette interprétation peut expliquer le retard observé F_W = 290. Si l'^{199}Au peut être considéré comme un noyau sphérique, il n'en est plus de même de l'^{189}Ir qu'on peut, à juste titre considérer comme déformé. La transition 11/2- → 7/2+ se fait alors entre les niveaux 11/2 11/2- [505] et 7/2 3/2+ [402], elle est interdite K, ce qui explique comme nous le verrons par la suite, son très fort retardement.

Pour le ^{191}Pt la vie moyenne que nous avons mesurée correspond à un facteur d'interdiction F_W = 1,4 pour la transition M2 de 48 keV. Cette transition est peu retardée. Les très grands retards observés dans cette région semblent donc exister seulement pour les noyaux très proches du ^{208}Pb. Il est très difficile d'interpréter le niveau 7/2+, on pourrait alors penser à comparer le ^{191}Pt à l'^{189}Os, mais dans ce dernier noyau aucun niveau 7/2+ n'a encore été observé. De récentes mesures faits par P. KILCHER [27] remettant en cause le schéma de niveau du ^{191}Pt proposé par A. JOHANSSON et al. (Pt.1), nous ne discuterons pas davantage ce cas.

Etant donné les grands écarts observés entre les facteurs d'interdiction des transitions M2 dans les noyaux voisins du ^{208}Pb, il serait intéressant de calculer les probabilités de transition M2 dans le cadre d'un modèle microscopique. Malheureusement un tel calcul n'est réalisable simplement, que pour le noyau semi-magique de ^{205}Pb. Les résultats obtenus par A. MIRANDA pour ce noyau, permettent de prévoir une nette amélioration de l'accord théorie-expérience pour un calcul de ce type.

L'introduction du couplage cœur-particule semble pouvoir expliquer qualitativement les grands retards observés. Cette interprétation semble raisonnable, en effet, les diffusions inélastiques (n, n') et (p, p') qui excitent principalement les niveaux présentant un caractère collectif ont permis de mettre en évidence un certain nombre de multiplets dans les noyaux voisins du ^{208}Pb :

- dans le ^{205}Tl, un doublet correspondant au couplage d'un trou de proton S 1/2 au cœur excité 3- du ^{206}Pb [55] ;
- dans le ^{207}Pb, de nombreux doublets correspondants au couplage d'un trou de neutron S 1/2 aux états excités du cœur de ^{208}Pb [56] ;
- dans le ^{209}Bi, un septuplet correspondant au couplage d'un proton h 9/2 au cœur excité 3- de ^{208}Pb [57].

b) Noyaux déformés.

i) Noyaux de masse impaire. Deux sortes de transitions M2 apparaissent dans les noyaux déformés; celles qui sont interdites K (^{167,171}Tm, ^{187,189}Ir et ^{183,185}W), pour lesquelles le facteur d'interdiction F_W est très élevé et celles qui semblent avoir un facteur F_W seulement légèrement plus grand que celui déjà observé pour les noyaux sphériques du tableau III.

Pour l'^{187}Os, deux interprétations différentes du schéma de niveaux ont été proposées (W.1, 58) ; l'une donne le niveau 7/2- de 100 keV comme un niveau rotationnel de la bande fondamentale, l'autre comme le niveau de particule 7/2- [503] (fig. 18). Dans le premier cas la transition M2 serait interdite K avec $\Delta K = 5$ et nous devrions avoir un facteur d'interdiction F_W au moins de l'ordre de 10^5, or F_W = 990, ce qui permet de dire que la deuxième interprétation est la plus probable. Pour les mêmes raisons l'interprétation proposée pour l'^{185}Os (Ir.3) n'est pas satisfaisante. Il semble raisonnable, soit d'interpréter le niveau 7/2- de 352 keV comme le niveau de particule 7/2- [503] et non comme un niveau rotationnel 72 3/2- [512], soit de supposer que le niveau 7/2- est formé de deux niveaux très voisins 7/2 3/2- [512] et 7/2- [503].

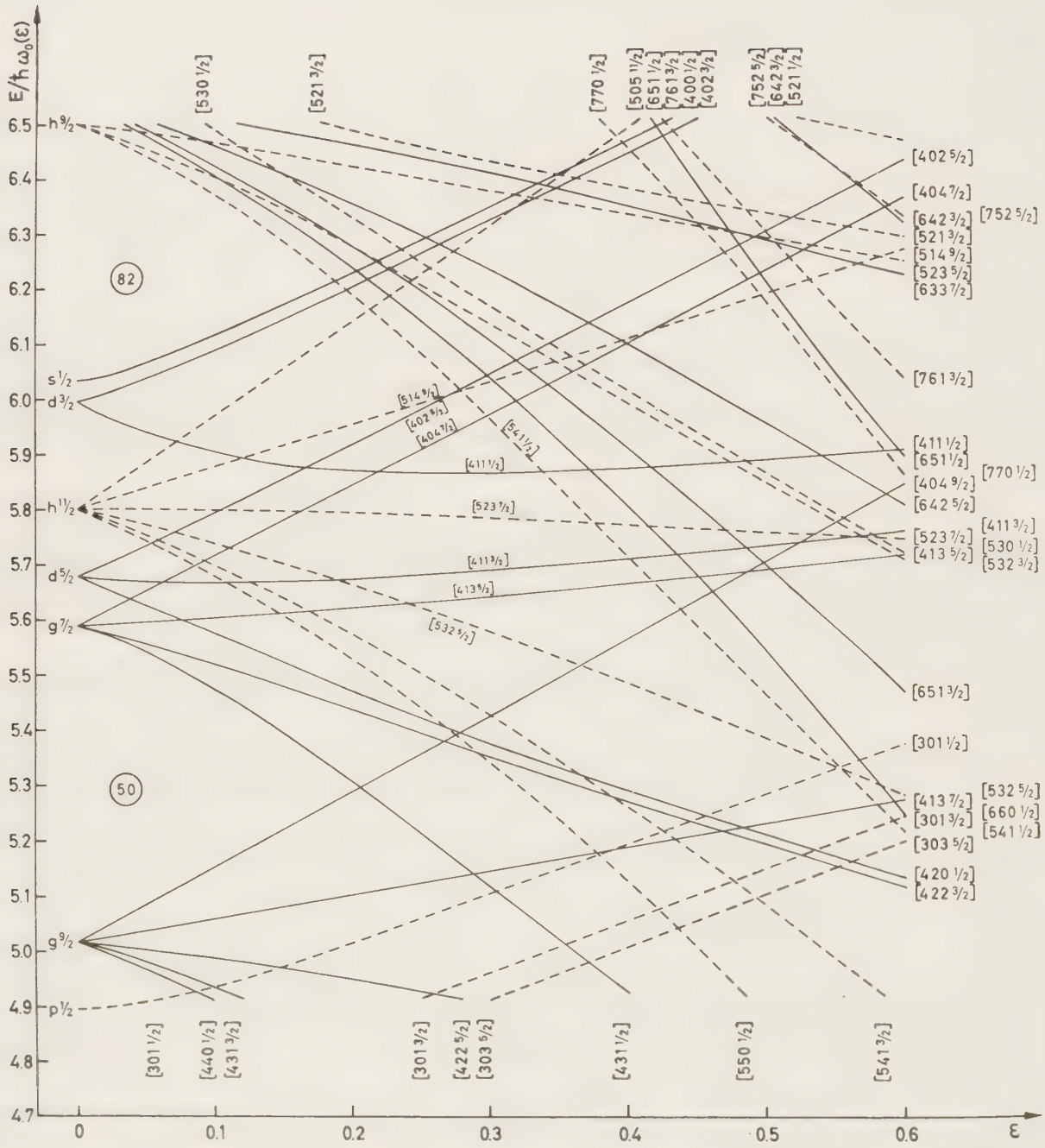
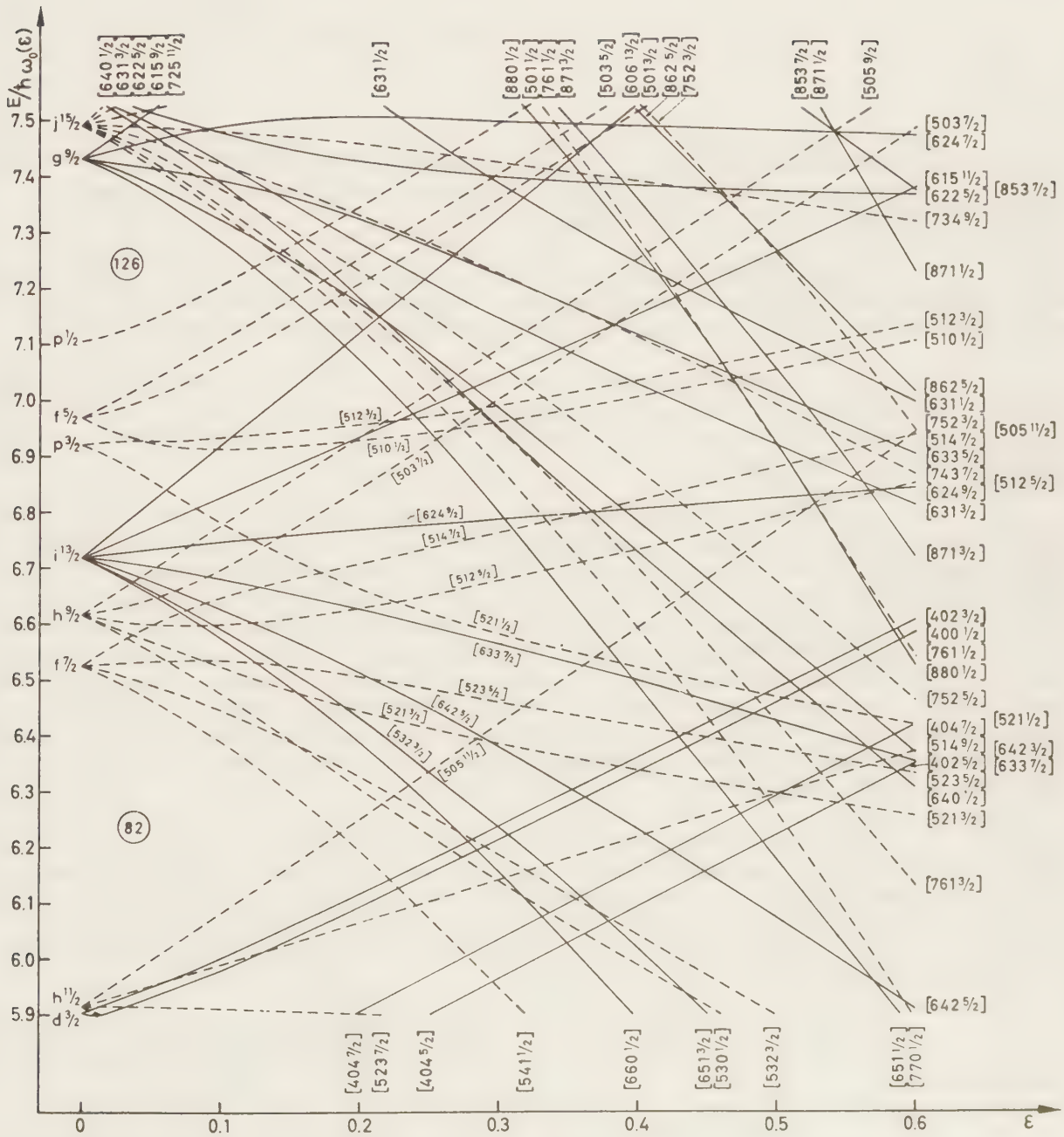


Figure 16 - Diagrammes des niveaux.


E/ħω₀(ε)
7.5
7.4
7.3
7.2
7.1
7.0
6.9
6.8
6.7
6.6
6.5
6.4
6.3
6.2
6.1
6.0
5.9
j 15/2
g 9/2
p 1/2
f 5/2
p 3/2
i 13/2
h 9/2
f 7/2
h 11/2
d 3/2
126
82
[640 1/2]
[631 3/2]
[622 5/2]
[615 9/2]
[725 11/2]
[631 1/2]
[880 1/2]
[501 1/2]
[761 1/2]
[871 3/2]
[503 5/2]
[606 13/2]
[501 3/2]
[862 5/2]
[752 3/2]
[853 7/2]
[871 1/2]
[505 9/2]
[503 7/2]
[624 7/2]
[615 11/2]
[622 5/2]
[853 7/2]
[734 9/2]
[871 1/2]
[512 3/2]
[510 1/2]
[862 5/2]
[631 1/2]
[752 3/2]
[514 7/2]
[633 5/2]
[505 11/2]
[743 7/2]
[624 9/2]
[512 5/2]
[631 3/2]
[871 3/2]
[402 3/2]
[400 1/2]
[761 1/2]
[880 1/2]
[752 5/2]
[404 7/2]
[521 1/2]
[514 9/2]
[642 3/2]
[402 5/2]
[633 7/2]
[523 5/2]
[640 1/2]
[521 3/2]
[761 3/2]
[642 5/2]
[512 3/2]
[624 9/2]
[514 7/2]
[512 5/2]
[521 1/2]
[633 7/2]
[523 5/2]
[642 3/2]
[521 3/2]
[532 3/2]
[505 11/2]
[404 7/2]
[523 7/2]
[404 5/2]
[541 1/2]
[660 1/2]
[651 3/2]
[530 1/2]
[532 3/2]
[651 1/2]
[770 1/2]
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
ε

Dans ce qui suit les calculs des probabilités de transition T_N (M2), $T_{P.R.}$ (M2) et les facteurs d'interdiction F_N et $F_{P.R.}$ correspondants ont été faits à partir des expressions (R.11, R.12, R.15, R.13, R.16). GM2 est assez peu sensible à la déformation ϵ du noyau (par exemple pour la transition 7/2- [523] → 7/2+ [404], GM2 = - 6,28 quand ϵ = 0,2 et GM2 = - 5,51 quand ϵ = 0,3), aussi nous avons fait tous les calculs pour une déformation quadrupolaire moyenne ϵ = 0,25, sauf pour les noyaux de la fin de la région des terres rares pour lesquels nous avons pris ϵ = 0,20. Les fonctions d'onde utilisées correspondent aux paramètres donnés par C. GUSTAFSON et al. [59]. Le facteur gyromagnétique g_l est celui du nucléon libre. Pour le facteur g_s nous avons pris soit celui du nucléon libre soit un g_s effectif égal à 0,6 fois celui du nucléon libre [60]. La figure 16 donne les diagrammes des niveaux.

Tous ces calculs ont été faits en collaboration avec R. PIEPENBRING.

1° Transitions permises K.

L'étude que nous avons faite porte sur 14 transitions M2, dont 7 dans les noyaux de terres rares à Z impair, 4 dans les noyaux de terres rares à N impair et 3 dans les noyaux lourds à Z impair. Deux de ces transitions sont des parties M2 de la transition E1+M2, nous les avons introduites dans la discussion.

Toutes les transitions dans les noyaux à Z impair, avec $|\Delta K| = 2$, satisfont aux règles de sélection des nombres quantiques asymptotiques de l'opérateur $(x + iy)\, l_+$; a priori, on pourrait donc s'attendre à ce qu'elles soient bien décrites par le modèle de NILSSON :

- Pour les quatre transitions observées dans la région des terres rares les facteurs d'interdiction F_N et $F_{P.R.}$ varient entre 0,2 et 1 quand $g_l = 1$ et $g_s = 5,586$. Les effets dus aux forces de Coriolis sont faibles et l'accord entre l'expérience et la théorie peut être considéré comme satisfaisant.

- Pour les transitions observées dans les noyaux lourds (Np, Bk) les calculs effectués avec les mêmes rapports gyromagnétiques que dans le cas ci-dessus et les fonctions d'onde appropriées à cette région, donnent un facteur d'interdiction $0,002 < F_N < 0,02$. L'introduction du couplage de Coriolis améliore légèrement la situation mais le facteur $F_{P.R.}$ reste inférieur à 0,1 ce qui est peu satisfaisant. Si on utilise un facteur gyromagnétique $g_{s\ eff} = 0,6\ g_{s\ libre}$ on obtient des facteurs d'interdiction $0,2 < F_N < 0,8$ et $0,8 < F_{P.R.} < 2,6$, pour les noyaux de cette région. Nous avons alors un accord acceptable. La nécessité d'utiliser des facteurs gyromagnétiques différents suivant la région considérée reste à expliquer, mais elle pourrait provenir d'un effet de couplage particule-vibration plus important dans la région des noyaux lourds où les niveaux octupolaires apparaissent à plus basse énergie que dans la région des noyaux de terres rares.

Les trois transitions dans les noyaux de terres rares à N impair, avec $|\Delta K| = 2$, violent les règles de sélection asymptotiques, a priori on peut donc s'attendre à ce que le modèle de NILSSON n'en donne pas une très bonne description. Pour $g_l = 0$ et $g_s = -3,826$ le facteur d'interdiction F_N est $8 < F < 70$. L'utilisation d'un rapport gyromagnétique $g_{s\ eff} = 0,6\ g_{s\ libre}$ ramène F_N à $3 < F_N < 25$, enfin les effets du couplage de Coriolis améliorent légèrement l'accord théorie-expérience.

Le comportement différent des noyaux à N impair par rapport à celui des noyaux à Z impair , s'explique par le fait que, pour les premiers, la partie orbitale de l'opérateur M2 disparaît.

Pour les transitions avec $|\Delta K| = 1$ ou $|\Delta K| = 0$ le nombre de cas observés ne permet pas de faire une étude systématique ; on peut cependant faire les remarques suivantes :

TABLEAU V

Noyaux	$T_{1/2}$ µS	E kev	Etat initial	Etat final	S	F_W	ε	F_N	GM2 (b)	<j+>	$-\hbar^2/2J$ (c) kev	ΔE (d) kev	$C_{K'}$ (e)	$F_{P.R}$ (f)	OPERATEUR (g)	
165 Ho 67	1,51	362	3/2 3/2 +[411]	7/2 7/2 - [523]	18/7	112	0,25	0,18	- 1,19		- 10,52				(x+iy) l+	|Δk| = 2
			"	7/2 5/2 - [512]					+ 7,77	- 0,73		Δ			zl+, (x+iy)Sz, (x+iy) lz	|Δk| = 1
α			"	7/2 5/2 - [523]					- 2,23	+ 0,29		Δ			Violée	|Δk| = 1
			"	7/2 5/2 [532]					- 3,01	+ 5,1		- 1130	+ 0,124	0,27	zl +	|Δk| = 1
181 Ta 73	$10,4\,10^{-3}$	476	5/2 5/2 +[402]	9/2 9/2 - [514]	50/21	138	0,20	0,22	- 1,16		- 13,86				(x+iy) l+	|Δk| = 2
				9/2 7/2 - [503]					+19,7	- 0,44		- 9250	- 0,002		(x+iy) lz, zl+, (x+iy) Sz	|Δk| = 1
α				9/2 7/2 - [514]					- 2,23	+ 0,22		- 7750	+ 0,001		Violée	|Δk| = 1
				9/2 7/2 - [523]					- 1,86	+ 4,44		+ 1500	- 0,012	0,18	zl +	|Δk| = 1
183 Re 75	$8,10^{-3}$	496	9/2 9/2 - [514]	5/2 5/2 +[402]	10/7	149	0,20	0,24	- 1,16		- 15,23				(x + iy) l +	|Δk| = 2
			9/2 7/2 - [503]						+19,7	- 0,44		- 9250	0,002		(x + iy)l z, zl +, (x+iy)sz	|Δk| = 1
α			9/2 7/2 - [514]						- 2,23	+ 0,22		- 7750	- 0,001		Violée	|Δk| = 1
			9/2 7/2 - [523]						- 1,86	+ 4,44		+ 1500	+ 0,135	0,30	z l +	|Δk| = 1
187 Re 75	0,57	206	9/2 9/2 - [514]	5/2 5/2 + [402]	10/7	497	0,20	0,80	- 1,16		- 19				(x + iy) l +	|Δk| = 2
			9/2 7/2 - [503]						+19,7	- 0,44		- 9250	+ 0,003		(x+iy)lz, zl+, (x+iy) Sz	|Δk| = 1
α			9/2 7/2 - [514]						- 2,23	+ 0,22		- 7750	- 0,002		Violée	|Δk| = 1
			9/2 7/2 - [523]						- 1,86	+ 4,44		+ 1500	+ 0,168	1,05	zl +	|Δk| = 1
175 Ta 73	0,17	270	1/2 1/2 +[411]	5/2 1/2 - [541]	3	69	0,25	0,011	+ 2,57		- 9,95				Violée	|Δk| = 0
									(+ 0,977)						(Violée	|Δk| = 1)
				5/2 3/2 - [501]					- 6,26	- 0,009		Δ			Violée	|Δk| = 1
									(- 1,29)						((x+iy) l+	|Δk| = 2)
α				5/2 3/2 - [512]					- 3,12	- 0,226		Δ			(x+iy) lz, zl+,(x+iy)Sz	|Δk| = 1
									(- 0,013)						(Violée	|Δk| = 2)
				5/2 3/2 - [521]					- 16,4	+ 0,209		- 3700	+ 0,001		zS +	|Δk| = 1
									(- 0,061)						((x+iy) l+	|Δk| = 2)
				5/2 3/2 - [532]					+ 5,79	+ 4,374		- 1000	+ 0,097		z l+	|Δk| = 1
									(- 0,276)					0,02	(Violée	|Δk| = 2)
237 Np 93	$5,4\,10^{-3}$	234	3/2 1/2 - [530]	7/2 5/2 +[642]	18/7	210	0,25	0,19	+ 1,45						(x+iy) l+	|Δk| = 2
								0,0053(a)								
			3/2 3/2 - [521]						- 0,431	+ 3,654	- 6,65	- 1540	0,027		zl+	|Δk| = 1
			3/2 3/2 - [532]						-11,5	+ 0,561		+ 1150	- 0,006		zS+	|Δk| = 1
α'			3/2 3/2 - [541]						- 9,33	- 0,981		Δ			(x+iy) lz, zl+, (x+iy) Sz	|Δk| = 1
			3/2 1/2 - [530]	7/2 3/2 [631]					- 6,53	- 0,886	- 4,75	Δ				|Δk| = 1
									(- 2,02)						((x+iy)S+	|Δk| = 2)
				7/2 3/2 [642]					- 0,973	+ 0,139		Δ			Violée	|Δk| = 1
									(+ 5,5)						((x+iy)l+	|Δk| = 2)
				7/2 3/2 [651]					- 0,205	+ 6,535		+ 700	- 0,100		zl +	|Δk| = 1
									(+ 16)					0,97	(Violée	|Δk| = 2)
														0,072(a)		
249 Bk 97	$0,3\,10^{3}$	9	3/2 3/2 - [521]	7/2 7/2 +[633]	18/7	463	0,25	0,79	+ 1,29		- 4,65				(x+iy) l +	|Δk| = 2
								0,0018(a)								
				7/2 5/2 +[622]					+ 0,736	- 0,805		Δ			(x+iy)lz, zl+,(x+iy)Sz	|Δk| = 1
α'				7/2 5/2 +[633]					- 1,32	+ 0,212		Δ			Violée	|Δk| = 1
				7/2 5/2 +[642]					- 0,431	+ 6,202		+ 1100	- 0,069	0,82	zl +	|Δk| = 1
														0,0017(a)		
179 Hf 72	$1,6\,10^{-3}$	94	7/2 7/2 - [514]	11/2 9/2 + [624]	25/11	0,06	0,25	$0,3\,10^{-2}$	+ 8,31		- 11,15				zS+	|Δk| = 1
			7/2 5/2 - [523]						+ 8,91	+ 3,676		+ 3000	- 0,036		(x+iy)S+	|Δk| = 2
			7/2 7/2 - [514]	11/2 11/2 + [615]					+11,2	+ 4,853		- 932	+ 0,193		(x+iy)S+	|Δk| = 2
				11/2 7/2 + [613]					+ 1,44	- 0,693		Δ			(x-iy)S+	|Δk| = 2
α'				11/2 7/2 + [624]					+ 4	+ 0,509		Δ			zSz	|Δk| = 2
				11/2 7/2 + [633]					+ 4,42	+ 5,640		+ 1175	- 0,227	$0,5\,10^{-2}$	Violée	|Δk| = 2
181 W 74	14,40	365	5/2 5/2 - [512]	9/2 9/2 + [624]	50/21	770	0,25	23	+ 3,84		- 10,30				Violée	|Δk| = 2
				9/2 7/2 + [633]					+ 3,90	+ 5,64		+ 953	- 0,182		Violée	|Δk| = 1
α'				9/2 7/2 + [624]					+ 1,78	+ 0,509		Δ			Violée	|Δk| = 1
				9/2 7/2 + [613]					- 2,57	- 0,693		Δ		18	(x+iy) Sz	|Δk| = 1
185 Os 76	3	365	11/2 11/2 +[615]	7/2 7/2 - [503]	50/33	111	0,20	2,8	3,47		- 18,7				Violée	|Δk| = 2
α'			11/2 9/2 +[604]						5,06	- 0,425		Δ			(x+iy)Sz	|Δk| = 1
			11/2 9/2 +[615]						- 2,73	+ 3,323		Δ			Violée	|Δk| = 1
			11/2 9/2 +[624]						- 2,70	+ 4,865		+ 932	- 0,324	2	Violée	|Δk| = 1
187 Os 76	2,30	157	11/2 11/2 + [615]	7/2 7/2 - [503]	50/33	990	0,20	25	3,47		- 22,7				Violée	|Δk| = 2
α'			11/2 9/2 + [624]						- 2,70	+ 4,865		+ 932	- 0,393	17	Violée	|Δk| = 1

TABLEAU V (SUITE)

Noyaux	$T_{1/2}$ μS	E kev	Etat initial	Etat final	S	F_W	ε	F_N	GM2 (b)	<j +>	$\hbar^2/2J$ (c) kev	ΔE (d) kev	$C_{K'}$ (e)	$F_{P.R.}$ (f)	OPERATEUR (g)	
$^{167}_{69}$Tm (a)	0,9	282	7/2 7/2 - [523]	3/2 1/2 +[411]	9/7	$1,310^{4}$	0,25				- 12,2				Interdite K	|Δk| = 3
				3/2 3/2 +[411]					- 1,19	+ 0,488		671	- 0,156	0,6	(x+iy) I+	|Δk| = 2
$^{171}_{69}$Tm (a)	2,5	420	7/2 7/2 - [523]	3/2 1/2 +[411]	9/7	$1,310^{5}$	0,25				- 12,4	671			Interdite K	|Δk| = 3
				3/2 3/2 +[411]					- 1,19	+ 0,488			- 0,159	6,1	(x+iy) I+	|Δk| = 2
$^{187}_{77}$Ir	$29,10^{3}$	115	11/2 11/2 - [505]	7/2 3/2 + [402]	50/33	10^{5}									Interdite K	|Δk| = 4
$^{189}_{77}$Ir	1410^{3}	72	11/2 11/2 - [505]	7/2 3/3 +[402]	50/33	$0,810^{4}$									Interdite K	|Δk| = 4
$^{183}_{74}$W	$5,310^{6}$	102	11/2 11/2 +[615]	7/2 1/2 - [510]	50/33	$8,910^{6}$									Interdite K	|Δk| = 5
$^{185}_{74}$W	9610^{6}	23,5	11/2 11/2 +[615]	7/2 3/2 - [512]	50/33	$2,210^{7}$									Interdite K	|Δk| = 4

(a) indique que les calculs ont été faits avec un rapport gyromagnétique g_s égal à celui du nucléon libre g_s eff = g_s libre.

(a') indique que les calculs ont été faits avec g_s eff = 0,6 g_s libre.

(b) les valeurs des matrices de transition GM2 (47) sont données en unité $\frac{5}{16\pi}\frac{\hbar}{M\omega_0}\left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2$. Les valeurs données entre parenthèses sont les b M2 (47).

(c) les valeurs de $\frac{\hbar^2}{2J}$ sont calculées à partir des bandes rotationnelles observées expérimentalement.

(d) Δ indique que ΔE est grand.

(e) $C_{K'}$ est obtenu à partir de l'expression R. 18

(f) F_{PR} est le facteur d'interdiction obtenu quand on tient compte des couplages particule-rotation

(g) opérateurs pour lesquels les règles de sélection asympthotiques sont satisfaites.

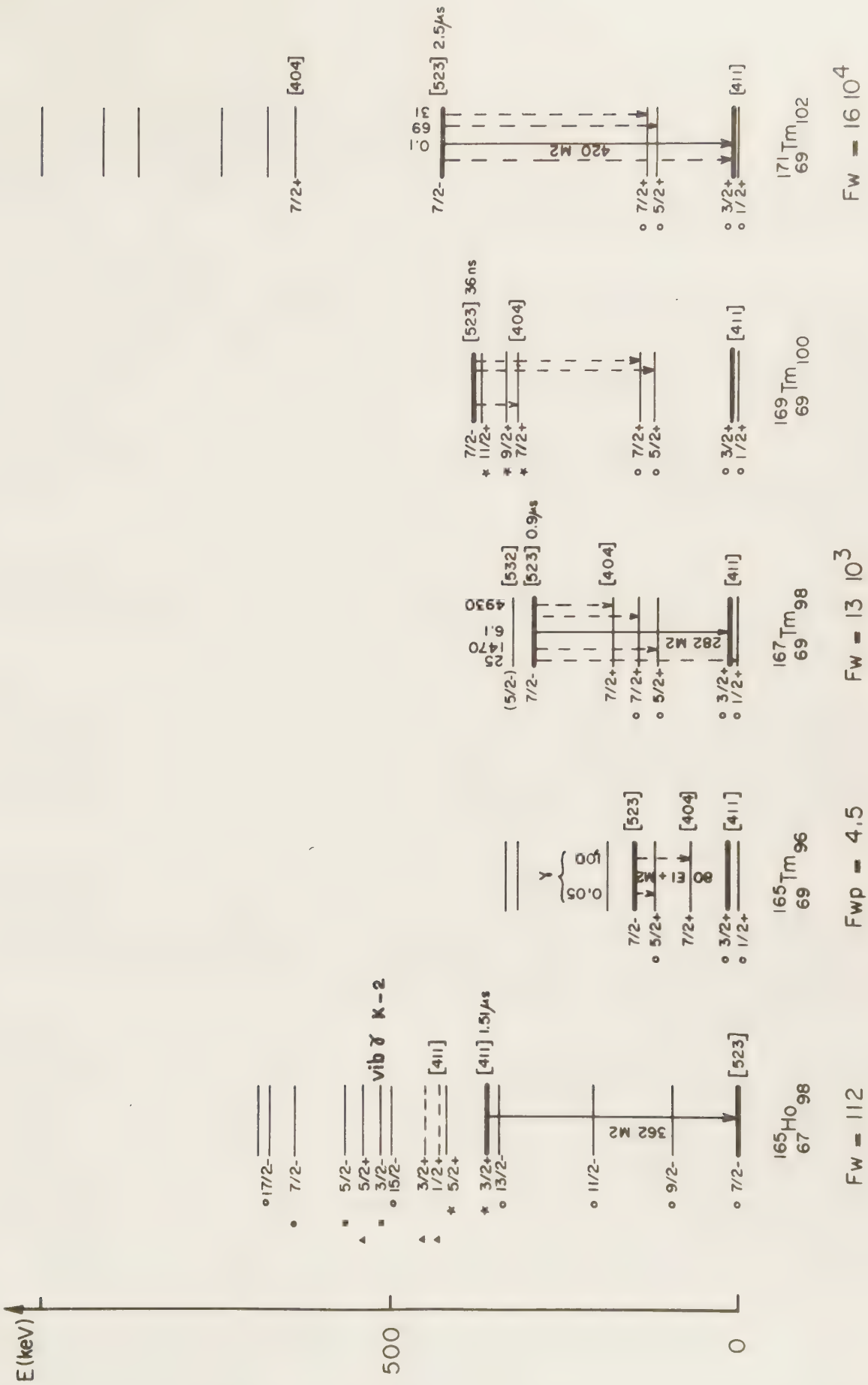


Figure 17 - Schémas de niveaux de noyaux déformés impairs en protons (Les signes placés à gauche des spins servent à repérer les bandes rotationnelles).

Cas de l'^{179}Hf. C'est la seule transition M2 pure avec $|\Delta K| = 1$, de plus, la probabilité de transition expérimentale est mal connue. Les valeurs des facteurs d'interdiction varient entre $0,8.10^{-2}$ et $0,3.10^{-2}$, suivant le facteur gyromagnétique g_s utilisé et suivant que l'on tient compte ou non, des couplages de Coriolis. Ceci est d'autant plus surprenant que cette transition satisfait aux règles de sélection asymptotiques de l'opération Z S+. Il serait peut-être bon de refaire cette mesure.

Cas du ^{175}Ta. C'est la seule transition M2 pure avec $K + K' < \lambda$ (si l'interprétation de B. ADER (Ta1.1) est correcte) ; c'est donc une superposition de transition avec $|\Delta K| = 0$ et $|\Delta K| = 1$. Les facteurs d'interdiction sont de l'ordre de 0,01. On peut espérer améliorer cette description par l'introduction de mélanges vibrationnels ; leurs effets sont généralement plus élevés pour les transitions avec $|\Delta K| = 0$ et $|\Delta K| = 1$ que pour celles avec $|\Delta K| = 2$ et ceci d'autant plus que les spins qui interviennent sont bas.

Cas des ^{165}Tm et ^{175}Lu. Ce sont des parties M2 de transitions E1+M2 avec de faibles pourcentages M2, 0,6 % et 0,3 % respectivement. La description utilisée pour les noyaux de terres rares, à Z impair, donne un accord satisfaisant : $F_{P.R.} = 0,26$ et $F_{P.R.} = 5,4$.

2° Transitions interdites K.

En raison de la remarque faite au paragraphe 3 a du Chapitre I, nous nous bornerons à chercher l'ordre de grandeur du facteur F_N pour les transitions interdites 1 fois, c'est-à-dire avec $|\Delta K| = 3$. Cet ordre de grandeur sera obtenu à partir du terme du premier ordre de l'expression (R.15).

Pour les ^{167,171}Tm, si on tient compte du seul mélange de la fonction d'onde de l'état final 3/2 1/2+ [411] avec la fonction 3/2 3/2+ [411], on obtient pour le facteur $F_{P.R.}$, 0,6 et 6,1 respectivement. Ceci peut être considéré comme une très bonne estimation. L'introduction des forces de Coriolis permet donc, dans ce cas, d'avoir une description plus satisfaisante qu'avec le modèle à particule indépendante de S.A. MOSZKOWSKI. Dans la première partie nous avons vu que pour le ^{169}Tm nous retrouvions également les caractéristiques d'une transition interdite K pour la transition M2 7/2- [523] → 3/2 1/2+ [411].

ii) Noyaux pairs-pairs. Sur les dix transitions M2 observées dans les noyaux pairs, trois sont interdites avec $|\Delta K| = 8$ ou 10. Nous ne les étudierons pas pour des raisons analogues à celles données dans le paragraphe 3 du chapitre I. Parmi les sept autres transitions, deux se font entre états à deux quasi-particules, les cinq autres entre un état à deux quasi-particules et la bande fondamentale. Dans ces dernières deux transitions M2 provenant de mélanges E1+M2, ont été introduites dans la discussion.

Les niveaux 8^- et 6^+ de l'^{176}Hf sont généralement interprétés comme des niveaux de deux protons 9/2- [514] et 7/2+ [404] et de deux neutrons 5/2- [512] et 7/2- [514], respectivement (Hf.2.1). Dans cette interprétation la transition $8^- \rightarrow 6^+$ est strictement interdite. Son observation nécessite, soit l'introduction d'un mélange avec la configuration neutrons 9/2+ [624] et 7/2- [514] pour le 8^-, soit celle d'un mélange avec la configuration protons 5/2+ [402] et 7/2+ [404] pour le 6^+, soit les deux . La transition se fait alors soit par un proton de 9/2- [514] vers 5/2+ [402] soit par un neutron de 9/2+ [624] vers 5/2- [512]. La première est celle observée dans les Re, la seconde celle observée dans le ^{181}W. Si on considère ces transitions comme pures, les facteurs d'interdiction, calculés avec les mêmes paramètres que dans les noyaux de masse impaire sont 0,25 et 4,1, respectivement. Il semble donc que l'on puisse avoir un assez bon accord si on considère un mélange de ces deux configurations.

Le ^{184}Pt est à la limite des grandes déformations (on trouve des quasi-bandes de rotation sur le fondamental et sur les états de vibration β et γ). La transition M2 est retardée par rapport au modèle de S.A. MOSZKOWSKI, $F_W = 870$. Si on considère que ce noyau a une déformation stable les mêmes configurations de neutrons que celles considérées dans l'^{176}Hf sont les plus probables (W2.2). Le facteur d'interdiction correspondant est $F_N = 28$, ce qui est du même ordre de grandeur que ce que nous avons obtenu dans le ^{181}W.

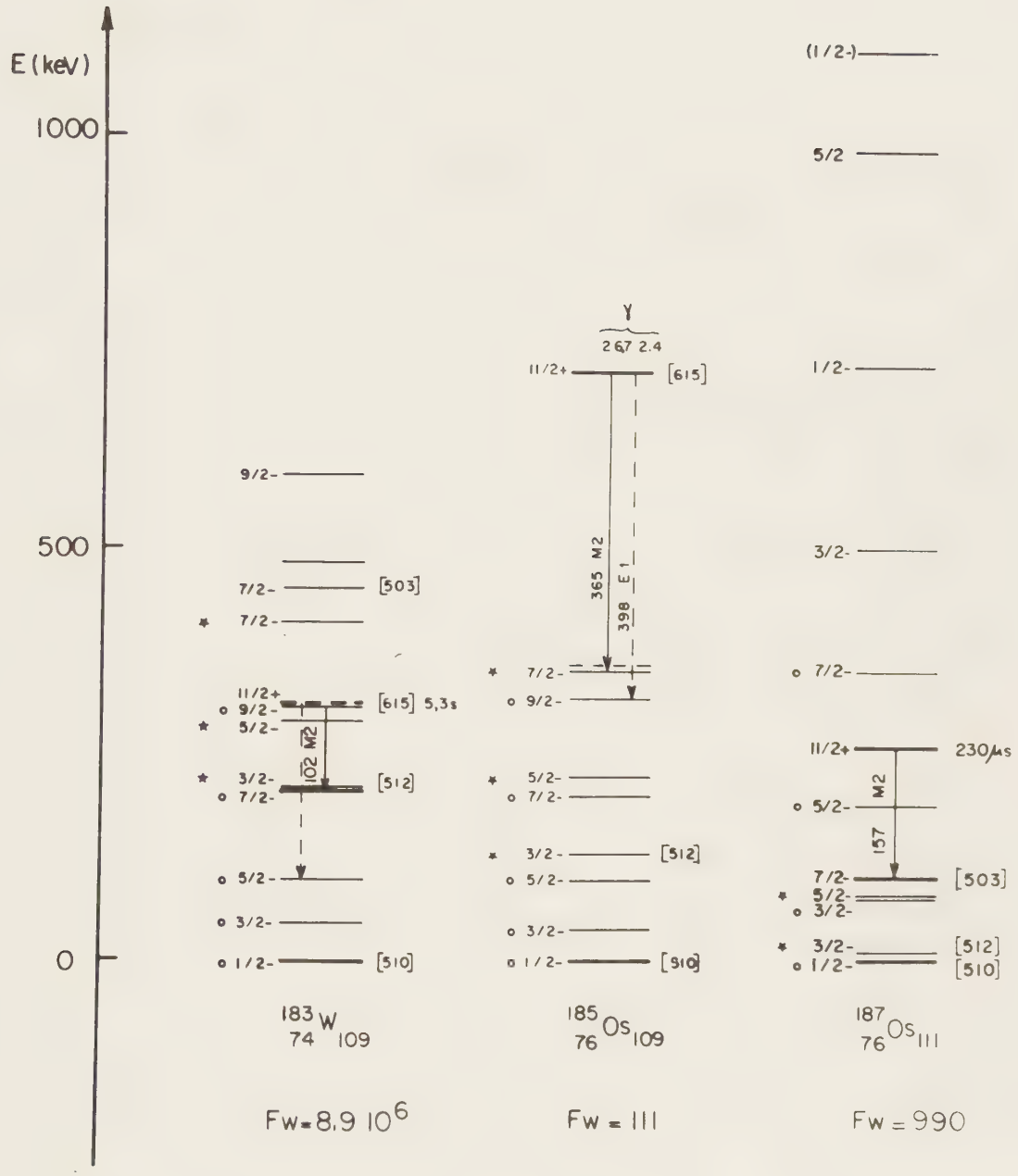


Figure 18 - Schémas de niveaux de noyaux déformés impairs en neutrons.

TABLEAU V bis

Noyau	T 1/2	E_{keV}	Etat initial	Etat final	S	F_W	ϵ	F_N	Remarques
$^{176}_{72}$Hf	10,3 µs	227	8^- $9/2^-$ $[624]_n$ $9/2^-$ $[514]_p$	6^+ $5/2^-$ $[512]_n$ $5/2^-$ $[402]_p$	1	161	0,25	(a') 4,11 (a) 0,25	
$^{180}_{72}$Hf	5,5 h	501	8^-	6^+ K = 0+	1	$3,5.10^{14}$			$\Delta K = 8$ E3 + 3,5 % M2
$^{180}_{74}$W a	7,4 ns	1 006	2^- $9/2^-$ $[514]_p$	0^+ $5/2^+$ $[402]_p$	1	5 400	0,25	2,92	
$^{182}_{74}$W a	1,04 ns	1 289	2^- $9/2^-$ $[514]_p$	0^+ $5/2^+$ $[402]_p$	1	735	0,25	0,302	
		960	2^- $9/2^-$ $[514]_p$	4^+ K = 0^+ $5/2^+$ $[402]_p$	1	340	0,25	0,01	
$^{184}_{78}$Pt a'	1 ms	49	8^- $9/2^+$ $[624]_n$	6^+ $5/2^-$ $[512]_n$	1	870	0,25	28,1	
$^{190}_{76}$Os	9,9 m	39	10^-	8^+ K = 0^+	1	$1,5.10^8$			$\Delta K = 10$

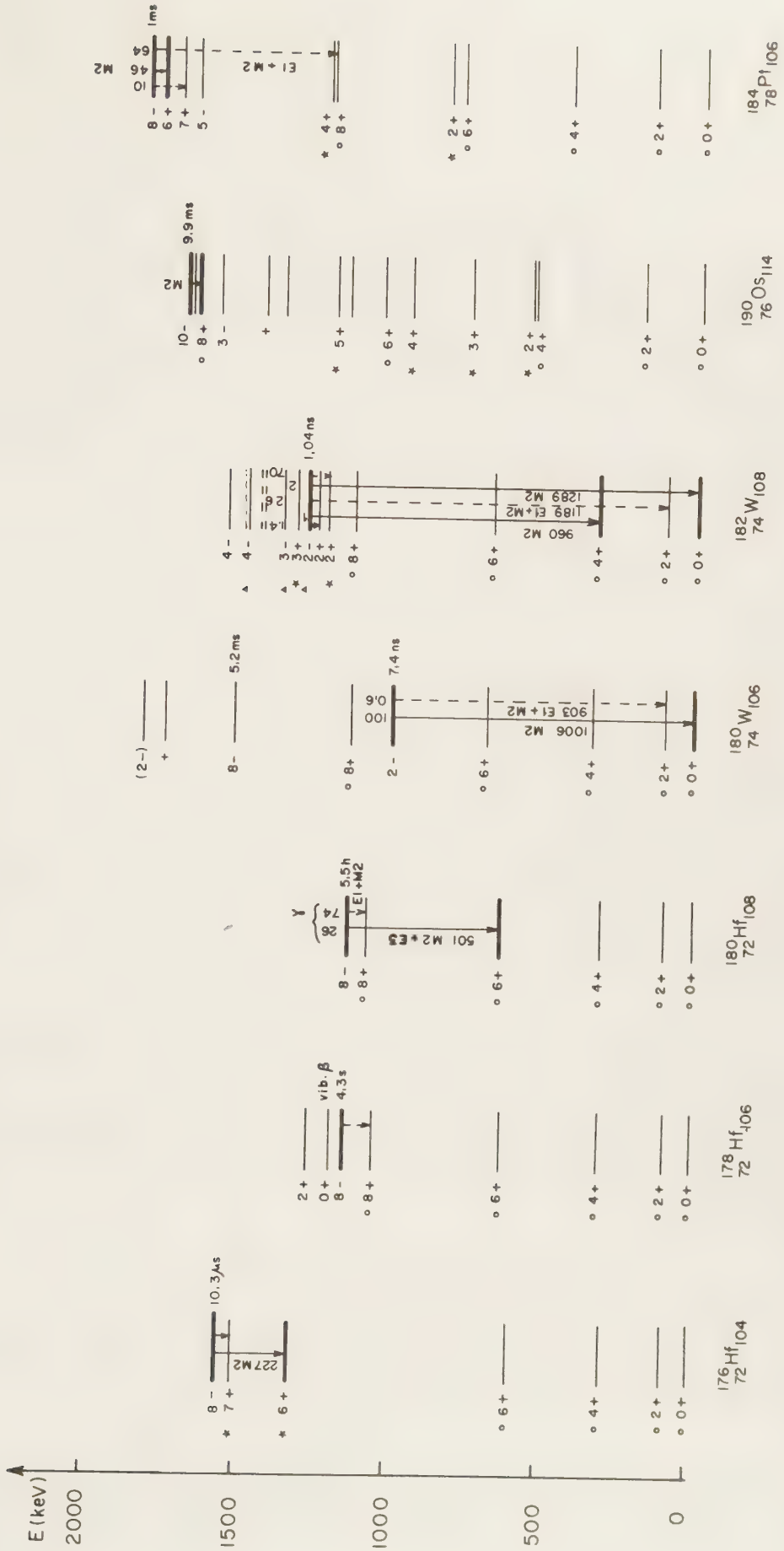


Figure 19 - Schémas de niveaux de noyaux déformés pairs-pairs.

Considérons maintenant les transitions de l'état 2-, observé à environ 1 MeV dans les $^{180,182}W$, vers les niveaux de la bande fondamentale. On admet généralement que le niveau 2- est un état à deux quasi-particules protons 9/2- [514] et 5/2+ [402] (W2.2). Les facteurs d'interdiction calculés dans cette hypothèse, sont compris entre 0,01 et 3 lorsqu'on ne tient pas compte des corrélations de paire ; or d'après la relation (R.10) leurs effets introduisent facilement un facteur de réduction de l'ordre de 10^2 dans les facteurs d'interdiction, ce qui accentue le désaccord théorie-expérience. On peut donc penser que l'hypothèse faite sur la structure du niveau 2- est à revoir, une interprétation de ce niveau comme une vibration octupolaire avec K = 2 pourrait peut-être améliorer la description. Néanmoins nous pouvons remarquer que le rapport d'embranchement R relatif aux transitions M2 pures est $R_{exp} = 0,46$, alors que quelle que soit l'interprétation du niveau 2-, sa valeur théorique R_{th} est

$$R_{th} = \frac{B\,(2- \rightarrow 0+)}{B\,(2- \rightarrow 4+)} = \frac{|\langle 222-2 \,|\, 2\,200 \rangle|^2}{|\langle 222-2 \,|\, 2\,240 \rangle|^2} = 14 \;;$$

Cette différence reste inexpliquée.

c) Noyaux "intermédiaires".

Les noyaux de transition sont de plus en plus étudiés. L'existence de "quasi-bandes" de rotation fondamentales a été mise en évidence dans presque tous les noyaux pairs-pairs non rotationnels. De même il semble qu'il y ait des "quasi-bandes" β et γ, aussi bien dans les Pt que dans les Ba , les Cd et les Ge. Par ailleurs certains moments quadrupolaires sont très grands. Il n'est donc pas arbitraire d'envisager des déformations pour ces noyaux. Alors que nous observons une grande régularité dans les schémas de niveaux de noyaux pairs-pairs voisins, dans les noyaux impairs on peut trouver de grandes irrégularités dans certaines zones. Certaines propriétés observées ne peuvent s'expliquer qu'en considérant que le noyau prend des formes différentes suivant l'état dans lequel il se trouve. Voyons maintenant comment se comportent les probabilités de transition M2 pour les noyaux de cette région.

Pour presque tous ces noyaux, les transitions M2 sont retardées d'un facteur F_W qui varie de 20 à 240, par contre les F_W des $^{101,103}Tc$ et du ^{73}Ge s'écartent nettement de la valeur moyenne. Pour les isotopes d'As et d'Eu, F_W augmente avec le nombre de masse A. Pour les deux isotones (N = 88) ^{149}Pm et ^{151}Eu les facteurs d'interdiction sont assez importants, $F_W = 238$ et $F_W = 177$ respectivement. Ces facteurs d'interdiction sont les mêmes que ceux observés dans les noyaux déformés ce qui s'explique par le fait que ces noyaux sont à la limite de la région des grandes déformations, dans les $^{153,155}Eu$ les bandes rotationnelles se dessinent très nettement.

Si on considère les états fondamentaux des noyaux de cette région leurs spins indiquent que le remplissage des couches ne se fait pas régulièrement. Par exemple le spin de l'état fondamental de l'^{71}As est 5/2 tandis que celui des $^{73,75,77}As$ est 3/2 (fig. 20). Donc, suivant le nombre de neutrons du noyau, les protons semblent remplir soit la couche p 3/2, soit la couche f 5/2. Le même phénomène se produit pour les La, les Pr et les Pm les protons se plaçant alors soit dans la couche g 7/2 soit dans la couche d 5/2.

A ce remplissage irrégulier de deux couches voisines peut se superposer un déplacement de paires de protons vers la couche ayant le même moment angulaire orbital l que les derniers neutrons, comme par exemple pour les Eu [46]. Il est donc très difficile de connaître les configurations des états initial et final et par suite, de calculer un facteur statistique S' comme nous avons pu le faire pour les noyaux du tableau III.

TABLEAU VI.

Noyau	$T_{1/2}$ µs	E_{keV}	Etat initial	Etat final	S	F_W	f_{qp}	F_q	Remarques
$^{73}_{33}$As	6	359	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	109	0,996	109	
$^{75}_{33}$As	17.10^3	24	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	109	0,99	109	
$^{77}_{33}$As	116	210	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	161	1	161	
$^{81}_{35}$Br	37	270	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	179	0,89	159	
$^{85}_{37}$Rb	0,6	514	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	72	0,65	47	
$^{101}_{43}$Tc	$0,71.10^3$	191	$5/2^-$ f 5/2	$9/2^+$ g 9/2	50/21	1 460	0,46	672	
$^{101}_{43}$Tc	$0,71.10^3$	191	$1/2^-$ p 1/2	$5/2^+$ d 5/2	9/5	1 103			
$^{103}_{43}$Tc	$1,8.10^3$	209	$1/2^-$ p 1/2	$5/2^+$ d 5/2	9/5	3 520			
$^{137}_{57}$La	$0,48.10^{-3}$	1 004	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	57	0,63	36	
$^{139}_{59}$Pr	40.10^{-3}	708	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	37			
$^{149}_{61}$Pm	35	240	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	238	0,98	233	
$^{147}_{63}$Eu	0,71	396	$1/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	41			
$^{149}_{63}$Eu	2,4	347	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	83			
$^{151}_{63}$Eu	62,7	175	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	177			
$^{71}_{32}$Ge	20.10^3	23	$9/2^+$ g 9/2	$5/2^-$ f 5/2	10/7	55	0,52	29	
$^{73}_{32}$Ge	$0,53.10^6$	54	$1/2^-$ p 1/2 $1/2^-$ 1/2 |301|	$5/2^+$ $5/2^+$ 5/2 |422|	9/5	4 770			$\Delta n_z = 2$ $\Delta\Lambda = 1$ pour $\epsilon = 0,1$ $F_N = 19$
$^{101}_{44}$Ru	17	213	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	22	0,93	20	
$^{105}_{46}$Pd	35,5	183	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	26	0,92	24	
$^{115}_{50}$Sn	159	107	$11/2^-$ h 11/2	$7/2^+$ g 7/2	50/33	34	0,77	26	

Figure 20 - Schémas de niveaux de noyaux "intermédiaires" impairs en protons avec 70 < A < 110.

Il se pourrait que cette importante modification du remplissage des couches soit due à une augmentation de la déformation du noyau chaque fois que l'on ajoute une paire de neutrons. Les niveaux 2+ et 0+ sont très bas en énergie dans les noyaux pairs-pairs voisins de l'^{75}As, du ^{149}Pm et de l'^{151}Eu ce qui correspond à une instabilité de forme des noyaux pairs-pairs et ce qui est en faveur d'une déformation pour les noyaux impairs. Comme dans le Sc, un calcul fait en supposant que les noyaux d'^{151}Eu et de ^{149}Pm sont déformés, montre qu'on n'obtient pas une grande diminution du facteur d'interdiction. Cependant on ne peut pas éliminer la possibilité du modèle à couplage fort en effet, il est vraisemblable que certains noyaux dans un état excité n'ont pas la même déformation que dans leur état fondamental : par exemple il semble que le ^{133}La dans son état excité de 495 keV est déformé alors que dans son état fondamental il est sphérique (La1.1). Cette différence de déformation entre les états initial et final pourrait expliquer les retards observés pour certaines transitions. Enfin il ne faut pas oublier que c'est pour les noyaux de la région intermédiaires que K. KUMAR et M. BARANGER [61] ont montré l'importance du paramètre d'asymétrie et de la variation de la forme des noyaux pairs-pairs suivant les isotopes. Ces effets interviennent peut-être dans les noyaux de masse impaire mais aucun calcul n'a été fait à ce jour.

Dans la plupart des noyaux "intermédiaires" les transitions E2 sont accélérées et indiquent un caractère collectif des premiers états excités. Le modèle à couplage cœur-particule permet souvent d'interpréter ces résultats expérimentaux, en effet, dans les noyaux pairs-pairs voisins la transition E2 (2+ → 0+) est toujours accélérée d'un facteur qui varie de 10 à 50 par rapport aux prévisions théoriques de S.A. MOSZKOWSKI [41]. On peut donc penser que, comme pour les noyaux de la région du Pb, des mélanges de configurations d'un état de particule indépendante et d'un état de couplage cœur-particule expliquent les retards importants des transitions M2.

Le niveau 7/2+ sur lequel aboutit la transition M2 que l'on trouve du ^{101}Ru à l'^{151}Eu, ne peut certainement pas être interprété comme un pur membre du multiplet $|d\ 5/2,\ 2+ >_{7/2+}$ (Ru.1, Pd.1) ; il est donc vraisemblable que pour ce niveau on ait des mélanges de configuration importants. L'étude microscopique de L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN [3] (voir le paragraphe sur les noyaux sphériques ayant $190 < A < 210$) montre que, même pour l'état fondamental, la composante à une quasi-particule interagissant avec un phonon peut être importante (0,3 à 0,7). C'est le cas par exemple pour les As, Br, Ge, Pd et surtout pour le ^{149}Pm . Pour tous les cas qui nous intéressent nous avons des estimations des composantes de la fonction d'onde, soit pour l'état initial, soit pour l'état final de la transition M2 mais jamais pour les deux à la fois, il est donc malheureusement impossible, pour l'instant, de faire des calculs complets. Nous avons quand même pu estimer l'influence de la corrélation de paires sur les transitions M2. Les probabilités de transition T_{cp} (M2) ont été calculées à partir de de l'expression (R.8). Les u_i, v_i, u_j, v_j sont calculés à partir des λ_n, Δn et ϵ_j donnés par L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN [3]. Le nouveau facteur $F_{cp} = \frac{T_{cp}}{T_{exp}}$ est donné dans la colonne 9 du tableau VI. Ce nouveau facteur est peu différent de F_W, le rapport $\frac{F_W}{F_{cp}}$ est au maximum 2,2. Les corrélations de paires influencent donc très peu les probabilités de transition M2.

Considérons maintenant les deux transitions M2 très retardées du ^{101}Tc et du ^{73}Ge. Le niveau 5/2+ du ^{73}Ge ne peut pas s'expliquer dans le cadre d'un modèle à particule indépendante dans un champ moyen sphérique. Si on suppose que le noyau de ^{73}Ge est déformé, les niveaux 5/2+ et 1/2- sont alors 5/2+ [422] et 1/2- [301], le facteur F_N est 19. Pour le ^{101}Tc, en supposant que les niveaux sont 5/2- [303] et 9/2+ [404], F_N = 1 270.

Récemment une nouvelle interprétation a été proposée pour le ^{101}Tc. La transition aurait lieu entre un niveau 1/2- (p 1/2) et un niveau 5/2+ (d 5/2), mais même pour cette interprétation le facteur d'interdiction est encore important : F_W = 1 103. La transition analogue dans le ^{103}Tc est aussi très retardée. Un calcul fait en supposant les ^{107,103}Tc déformés et en interprétant les niveaux de la même manière que dans le ^{73}Ge, permet d'avoir une diminution du facteur d'interdiction.

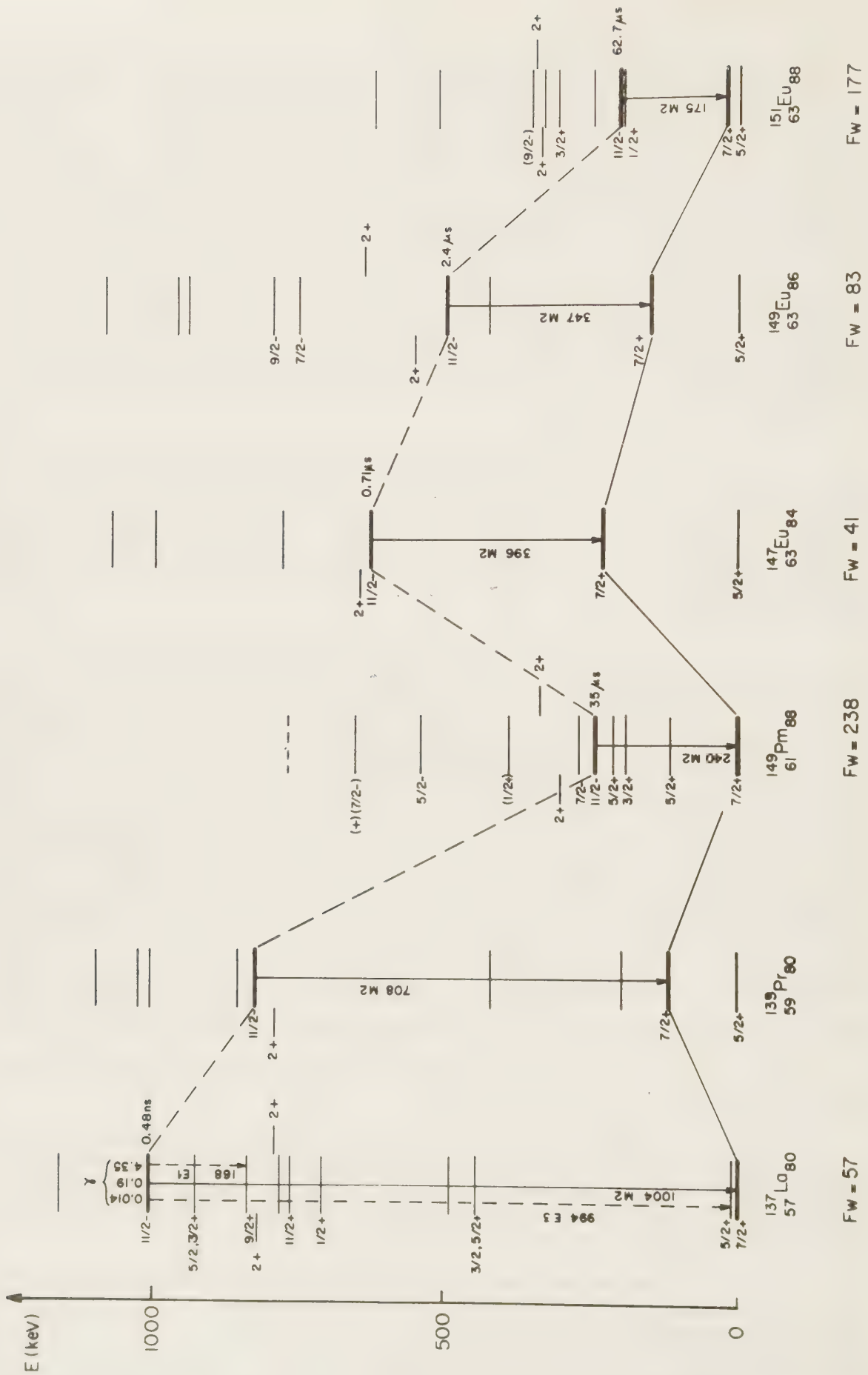


Figure 21 - Schémas de niveaux de noyaux "intermédiaires" impairs en protons avec $135 < A < 155$.

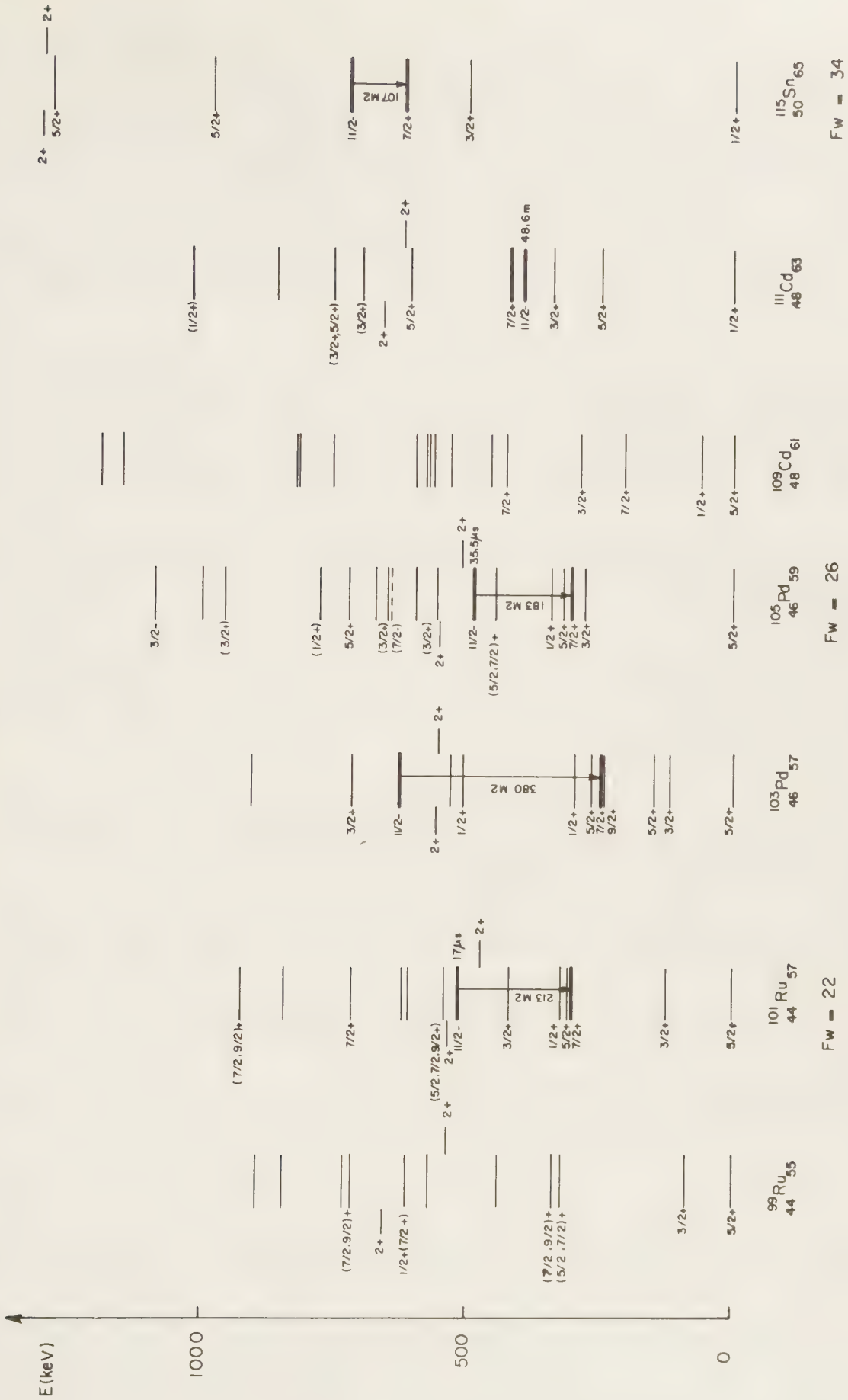


Figure 22 - Schémas de niveaux de noyaux "intermédiaires" impairs en neutrons avec $95 < A < 120$.

Il n'est pas invraisemblable que ces noyaux de ^{73}Ge et $^{101,103}Tc$ présentent une certaine déformation. D.A. ARSENIEV et al. [62] et S.G. NILSSON [63] prévoient pour les ^{100}Mo et ^{102}Ru des déformations $|\epsilon| \simeq 0,20$ et $0,22$. Cependant un calcul de F_N montre que l'on ne peut pas expliquer tout le retard observé pour la transition par une déformation du noyau. Toutefois D.A. ARSENIEV et al. et S.G. NILSSON prévoient également une grande instabilité de forme pour les noyaux de ^{100}Mo et ^{102}Ru ; il n'est donc pas impossible que les $^{101,103}Tc$ dans leur état excité aient une déformation différente de celle qu'ils ont dans leur état fondamental.

Il faut quand même remarquer que les transitions M2 des $^{101,103}Tc$ et du ^{73}Ge sont aussi retardées par rapport à un modèle de particule indépendante dans un potentiel sphérique que celles observées dans les ^{205}Pb et $^{205,207}Po$ et correspondent à N = 41 et Z = 43. Dans le ^{205}Pb un couplage quasi-particule phonon [3] semblait pouvoir expliquer le retard important observé.

Parmi les noyaux considérés dans cette région il en est un, l'^{115}Sn qui présente l'intérêt d'avoir une couche fermée en proton Z = 50. Etant donné leur caractère semi-magique, les étainsont été l'objet de nombreux calculs microscopiques faits en considérant ce noyau comme sphérique [3] [5] [42] [64] [65] [66] [67]. Afin de voir si un tel calcul pouvait expliquer le taux de transition M2 dans l'^{115}Sn, nous avons fait certains calculs en collaboration avec O. BOHIGAS en utilisant les programmes mis au point par O. BOHIGAS et C. QUESNE.

Pour calculer les probabilités de transition M2 il est nécessaire de connaître les fonctions d'onde qui décrivent l'état initial et l'état final. Pour avoir ces fonctions d'onde nous avons utilisé le modèle décrit dans les références [64],[65],[66] et [67];nous en rappelons ici les principales caractéristiques.

L'Hamiltonien d'interaction comprend deux parties : l'Hamiltonien de particule indépendante et un Hamiltonien d'interaction à deux corps (interaction résiduelle). Les fonctions d'onde individuelles utilisées sont les fonctions propres de l'oscillateur harmonique. La partie de l'Hamiltonien qui correspond à l'interaction résiduelle ne peut être diagonalisée qu'en faisant plusieurs approximations :

1° Seules les particules les plus extérieures sont considérées, dans l'^{115}Sn les 15 derniers neutrons. Le nombre de sous-couches dans lesquelles les particules considérées peuvent se placer est limité aux dernières sous-couches, dans l'^{115}Sn on se limite aux cinq sous-couches en dehors du cœur fermé N = Z = 50.

2° On applique la transformation de N.N. BOGOLIUBOV et J.G. VALATIN [68] ce qui permet de tenir compte de l'appariement et d'introduire les quasi-particules indépendantes.

3° Seules les états énergétiquement favorisés sont considérés, c'est-à-dire les états à 1 et 3 quasi-particules (approximation de TAMM-DANCOFF).

Pour avoir une assez bonne représentation du schéma de niveaux, on utilise une interaction résiduelle de forme gaussienne [67] [69]

$$V = V_o \, e^{-r^2/r_o^2} \, (P_s + t\, P_t)$$

où V_o est l'intensité de la force, r_o la portée du potentiel, t le rapport de mélange triplet-singulet, P_s et P_t les opérateurs projection de spin singulet et triplet respectivement.

Les paramètres qui interviennent dans ce calcul sont les énergies des états individuels ϵ_j et les trois paramètres V_o, r_o et t qui définissent la force. C'est en fait $a\, r_o$ et non r_o qui intervient dans le calcul des éléments de matrice de l'interaction résiduelle, a est choisi de façon à avoir un bon rayon pour le noyau. Ces divers paramètres ont été déterminés pour avoir une bonne représentation des données expérimentales [65] [67]. Nous avons utilisé ces valeurs et étudié l'influence de leurs variations. Les schémas de niveaux de l'^{115}Sn obtenus pour les quatre séries de paramètres utilisées sont donnés dans la figure 23.

Paramètres utilisés :

	V_o MeV	t	ϵ_j (MeV)					F_G
			d 5/2	g 7/2	s 1/2	d 3/2	h 11/2	
(a)	- 34	1	- 2,1	- 1,9	0	1,1	1,1	(2)
(b)	- 31	1	- 2,45	- 1,95	"	0,80	1,25	(0,79)
(c)	- 31	- 0,25	"	"	"	"	"	(0,73)
(d)	- 31	1	- 1,84	- 1,07	"	0,62	1,36	3,36

- F_G est le facteur d'interdiction obtenu pour la transition M2 11/2- → 7/2+ de l'^{115}Sn
- (a) paramètres donnés par R. ARVIEU et al. [67]
- (b) paramètres donnés par T.T.S. KUO [65]
- (c) paramètres donnés par T.T.S. KUO [65] pour les étains pairs
- (d) paramètres de la force donnés par T.T.S. KUO et ϵ_j calculés par M. BEINER [70]
- F_G est donné entre parenthèses quand les niveaux 11/2- et 7/2+ sont inversés dans les schémas de niveaux théoriques.

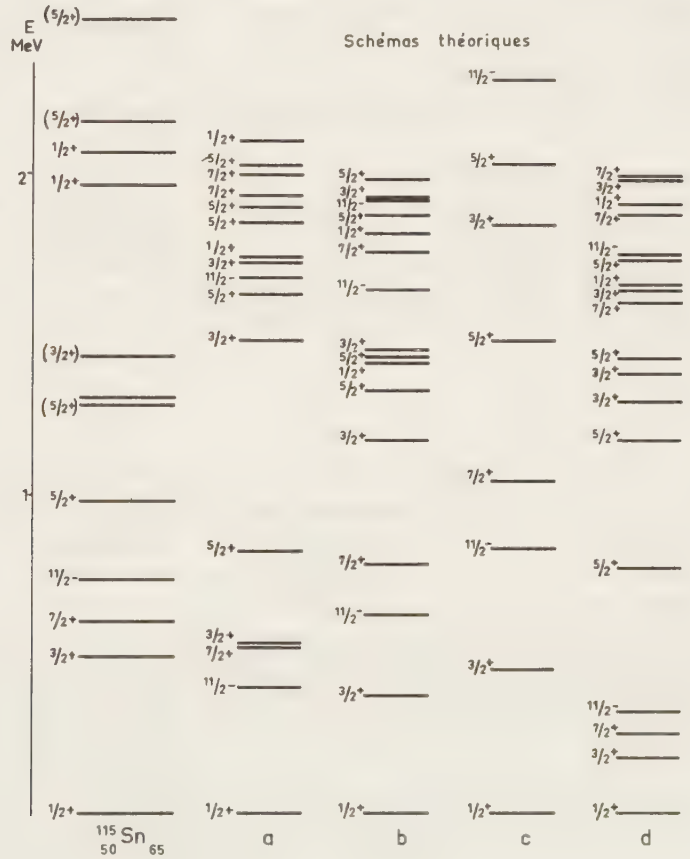


Figure 23 - Schémas de niveaux expérimental et théoriques de l'^{115}Sn.

On voit sur la figure 23 que le schéma de niveaux obtenu pour l'^{115}Sn est très sensible aux paramètres utilisés. Il faut remarquer qu'expérimentalement l'écart entre les deux premiers niveaux 5/2+ est seulement de 300 keV ; ce petit écart est assez difficile à retrouver théoriquement. Le premier état 5/2+ est un écart à ∫ 1 quasi-particules presque pur, le deuxième état 5/2+ est un état à ∫ 3 quasi-particules. Pour un calcul de quasi-particules indépendantes l'écart entre ces deux états reste beaucoup trop grand, par exemple pour les paramètres (b) il donne un écart de 1 332 keV. Pour réduire cet écart il faut faire un calcul complet (diagonalisation de l'Hamiltonien d'interaction résiduelle sur les états à 1 et 3 quasi-particules). On a alors un écart de 110 keV, pour les autres paramètres on obtient 806 keV pour (a), 558 keV pour (c) et 390 keV pour (d). Bien que le schéma de niveaux ne soit pas bien représenté dans le détail, le modèle permet cependant de donner une assez bonne représentation de la distance entre les états à une quasi-particule et les états à 3 quasi-particules.

Un ensemble de paramètres doit permettre de représenter les schémas de niveaux de tous les isotopes de l'étain. Il était donc préférable de vérifier que les paramètres utilisés permettaient d'avoir à peu près bien les schémas de niveaux des étains lourds, pour cela nous avons calculé les schémas de niveaux de l'^{123}Sn obtenus avec les paramètres (b) et (d) (fig. 24).

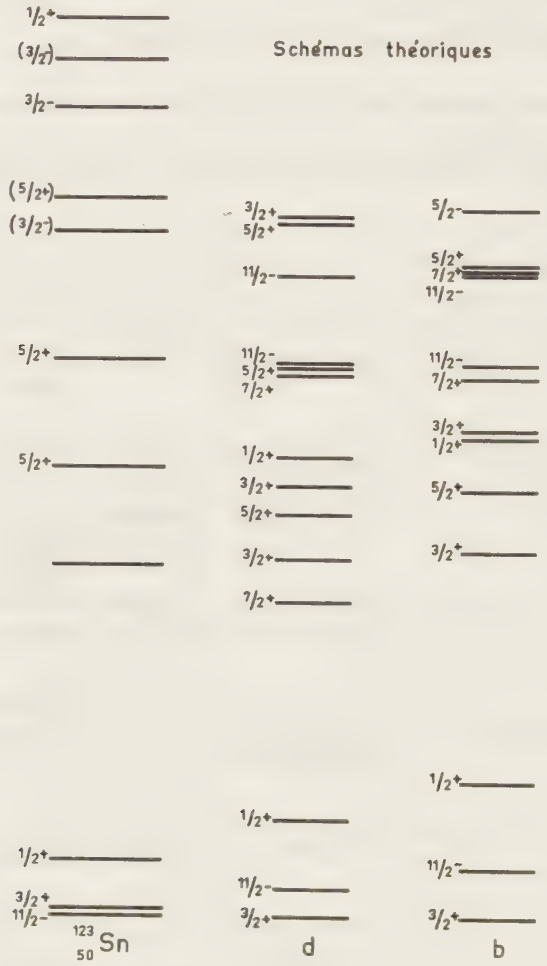


Figure 24 -

Schémas de niveaux expérimental et théoriques de l'^{123}Sn.

Contrairement à ce qui arrive dans beaucoup de calculs de ce type, si les schémas de niveaux sont très sensibles aux paramètres utilisés, par contre les probabilités de transition M2 sont à peu près les mêmes dans les cas (a), (b), (c), (d). Cela est dû au fait que pour les premiers niveaux la composante principale est la composante à une quasi-particule et sa valeur est toujours à peu près la même. La probabilité de transition T se décompose en trois parties : le terme de transition entre les deux composantes à 1 quasi-particule T_{11}, le terme de transition ($T_{13} + T_{31}$) entre une composante à 1 quasi-particule et les composantes à 3 quasi-particules et enfin le terme de transition entre les composantes à 3 quasi-particules T_{33}

$$T = T_{11} + T_{13} + T_{31} + T_{33}$$

L'opérateur M2 étant un opérateur à un corps, les termes non nuls sont ceux qui correspondent au changement d'état d'une seule particule ainsi $T_{13} + T_{31}$ est la somme de seulement 8 termes du type 11/2- → $(11/2- \; 11/2-)_J$ 7/2+ et 7/2+ → $(7/2+ \; 7/2+)_J$ 11/2- avec J = 0, 2, 4, 6. Dans toutes les transitions M2 étudiées les termes non nuls seront toujours de ce type. Dans le cas qui nous intéresse les amplitudes des composantes à trois quasi-particules étant toutes positives et la variable J n'intervenant que dans un coefficient 6 j, cela explique pourquoi tous les termes T_{13} et tous les termes T_{31} sont de même signe. T_{33} est la somme d'une centaine de termes mais reste négligeable.

L'amélioration de l'accord théorie-expérience pour un calcul de quasi-particules en interaction par rapport au modèle à particule indépendante est très appréciable. Elle est due d'une part aux corrélations de paires, d'autre part à l'introduction de mélanges dans les fonctions d'onde. Si on considère seulement les états à une quasi-particule, on obtient un facteur d'interdiction qui est de l'ordre de 10. Une grande part de l'amélioration est donc due à la contribution $T_{13} + T_{31}$ qui est assez importante et du signe opposé à celui de T_{11}.

d) Noyaux impairs-impairs.

Ces noyaux sont en général peu étudiés, nous avons cependant relevé 8 transitions M2. Pour ces transitions on s'attend à avoir des résultats proches de ceux observés pour les noyaux impairs voisins, ce qui est effectivement le cas pour le ^{78}Br et le ^{250}Bk. L'interdiction K explique la valeur élevée de F_W pour le ^{170}Lu.

La transition M2 dans le ^{40}K est très interdite, $F_W = 790$, ce qui est étonnant étant donné les valeurs des facteurs d'interdiction obtenues pour les K, le ^{39}Ar et le ^{41}Ca. Cette différence ne peut vraisemblablement s'expliquer que par l'importance, dans ce cas, de l'interaction neutron-proton à moins que ce noyau ne soit déjà plus sphérique.

Une des transitions de l'^{14}N est très interdite $F_W = 533$ mais comme pour l'^{16}O on a $\Delta T = 0$ ce qui permet de comprendre, au moins en partie, le F_W observé.

La transition du ^{72}Ga est également très retardée elle n'est pas comparable aux résultats obtenus pour les As, Br et Rb, et est plutôt à rapprocher de celle du ^{73}Ge. Cette transition peut être interprétée comme une transition de neutron f 5/2 → g 9/2. Il est remarquable que pour N = 41 l'on ait des retards si importants pour les transitions M2 alors que 40 est un nombre semi-magique il correspond en effet à une sous-couche fermée. Il semble qu'on ait le même phénomène pour Z = 41 dans le ^{90}Nb ; dans ce dernier cas la transition est de 3 keV et l'interprétation peut être contestée.

2. Mélanges E1 + M2.

La plupart des probabilités de transition partielles M2 des mélanges E1+M2 qui étaient analysées en 1961 dans les travaux de R. FOUCHER, A.G. DE PINHO [46] et de K.E.G. LÖBNER, S.G. MALMSKOG [71] semblent être remises en cause. Certaines mesures précises de coefficients de conversion pour la couche L_{III} ($\alpha_{L\,III}$) montrent que les pourcentages de M2, donnés autrefois à partir des valeurs des coefficients de conversion pour la couche K (α_K) sont très surestimés. Par exemple pour le ^{175}Lu, la transition de 396 keV comprenait 17 % de M2, les mesures actuelles de $\alpha_{L\,III}$ montrent que ce pourcentage est inférieur à 0,5 %. La trop grande valeur de α_K est probablement due à la conversion anormale E1. Il est vraisemblable qu'il en est de même pour la transition de 321 keV de l'^{177}Hf.

Les transitions E1+M2 pour lesquelles la partie M2 est certaine et importante ($\delta^2 > 5$ %) sont retardées de la même manière que les transitions M2 pures des noyaux voisins. Un certain nombre de transitions partielles M2 apparaissait accéléré ; les mesures récentes mettent en doute l'existence de ces transitions sauf peut-être pour la transition de 283 keV du ^{175}Lu et la transition de 268 keV du ^{237}Np.

TABLEAU VII.

Noyau	$T_{1/2}$ ms	E_{keV}	Etat initial	Etat final	S	F_W	Remarques
$^{14}_{7}N$	$12,5.10^{-9}$	5 830	3^-	1^+	1	533	$\Delta T = 0$
	$8,6.10^{-9}$	2 790	2^-	0^+	1	3,9	$\Delta T = 1$
$^{40}_{19}K$	$0,34.10^{-3}$	844	0^+	2^-	1	790	
$^{72}_{31}Ga$	34,5	103	0^+ $(f\ 5/2)_n$	2^- $(g\ 9/2)_n$	50/21	2 050	
$^{78}_{35}Br$	0,12	149	4^- $(g\ 9/2)_p$	2^+ $(f\ 5/2)_p$	10/7	35,5	
$^{90}_{41}Nb$	24.10^{3}	3	4^-	6^+	1	5 000	
$^{170}_{71}Lu$	$0,7.10^{3}$	48	4^- $1/2^-$ $\|521\|_n$	2^+ $7/2^+$ $\|633\|_n$	1	$7,5.10^{4}$	$\Delta K = 3$
$^{250}_{97}Bk$	29.10^{-3}	35	4^+	2^-	1	11	

TABLEAU VIII

Noyaux	$T_{1/2}$ ns	E kev	Etat initial	Etat final	S	Fw	ε	F_N	GM2	<j+>	$\hbar^2/2J$	ΔE	$C_{K'}$	F_{PR}	M2	REMARQUES (OPERATEUR)
$^{13}_{6}C$	$5,2\,10^{-3}$	170	5/2 + d 5/2	3/2 - p3/2	1	$0,8\,10^{-3}$									0,12	
^{103}Rh	0,042	445	7/2 -	9/2 +	1	21									2	
$^{133}_{57}La$	70	58,5	3/2 -	5/2 +	1	0,042									1	
		404,6	3/2 -	3/2 +	1	243									40	
$^{155}_{64}Gd$	5,7	86	5/2 3/2 + [651]	3/2 3/2 - [521]	1	$\gtrsim 0,09$	0,25	$>0,310^{-2}$	+ 4,52						<0,1	Violée |Δk| = 0
α'															C.I.	Fw (E1) = $1,910^{4}$
$^{161}_{66}Dy$	29,2	26	5/2 5/2 - [523]	5/2 5/2 + [642]	1	$>1,610^{-3}$	0,30	$>0,910^{-4}$	5,71						<1 C.I.	Violée |Δk| = 0
α'																Fw (E1) = $3,310^{4}$
$^{165}_{69}Tm$	$9,10^{-3}$	80	7/2 7/2 - [523]	7/2 7/2 + [404]	1	4,5	0,25	0,22	- 5,88		- 12,78				0,58 C.I.	— Violée |Δk| = 0
			7/2 5/2 - [523]						- 1,80	+ 0,292		Δ				zl+ |Δk| = 1
α			7/2 5/2 - [532]						+ 1,94	+ 5,096		+ 1056	- 0,163			Violée |Δk| = 1
			7/2 7/2 - [523]	7/2 5/2 + [402]					+ 1,67	+ 0,481		Δ				zl + |Δk| = 1
				7/2 5/2 + [413]					+17,9	+ 2,618		+ 1710	- 0,052			zS + |Δk| = 1
				7/2 5/2 + [422]					- 5,04	+ 0,075		Δ		0,26		(x+iy)lz, zl+, (x+iy)Sz
$^{175}_{71}Lu$	3,3	283	9/2 9/2 - [514]	9/2 7/2 + [404]	1	22	0,25	4,7	+ 14		- 12,65				0,28 O.N.	zS+ |Δk| = 1
			9/2 7/2 - [503]						+ 4,44	- 0,516		Δ				(x+iy)S- |Δk| = 0
α			9/2 7/2 - [514]						+ 2,36	+ 0,279		Δ				(x±iy)l±, zlz, zSz
			9/2 7/2 - [523]						- 5,88	+ 4,425		+ 1132	- 0,148			Violée |Δk| = 0
			9/2 9/2 - [514]	9/2 9/2 + [404]					+ 21,5	+ 0,304		+ 4500	- 0,003			(x±iy) l±, zlz, zSz
				9/2 5/2 + [402]					- 0,845	+ 0,481		- 343	+0,071			(x+iy) l+ |Δk| = 2
				9/2 5/2 [413]					- 23	+ 2,618		+ 2000	- 0,066	5,4		(x+iy)S+ |Δk| = 2
$^{180}_{72}Hf$	$19,8\,10^{12}$	57	8-	8+ K = 0 +	1	$5,10^{10}$									- 0,16 C.A.	Interdite K |Δk| = 8 Fw (E1) = $3,210^{16}$
$^{180}_{74}W$	7,4	903	2-	2+ K = 0 +	1	180	0,25								8,8	
α			9/2- [514]p	5/2 + [402]p				0,115	- 0,845							(x+iy)l+ |Δk| = 2
$^{182}_{74}W$	1,04	1189	2-	2+ K = 0 +	1	147	0,25								25	
α			9/2 - [514]p	5/2 + [402]p				0,086	- 0,845							(x+iy)l+ |Δk| = 2
$^{237}_{93}Np$	5,4	268	3/2 1/2 - [530]	5/2 5/2 + [642]	1	22	0,25	0,70	+ 1,45						20 C.I.	(x+iy)l+ |Δk| = 2
			3/2 3/2 - [521]						- 0,431	+ 3,654	- 6,65	- 1540	+ 0,027			zl+ |Δk| = 1
α'			3/2 3/2 - [532]						-11,5	+ 0,561		+ 1150	- 0,006			zS+ |Δk| = 1
			3/2 1/2 - [530]	5/2 3/2 + [651]					- 0,205	+ 6,535	- 4,75	+ 700	- 0,100	2,64		zl+ |Δk| = 1

Les notations sont les mêmes que dans le tableau V.

Dans le cas de l'^{180}Hf et du ^{171}Tm [46], les transitions sont très retardées ce qui est normal étant donné leur interdiction K, Toutefois il faut remarquer que :

- dans l'^{180}Hf le facteur d'interdiction de la partie M2 de la transition E1+M2 de 57 keV est 10^4 fois plus faible que celui obtenu pour la transition M2 pure de 501 keV (fig. 19).

- dans le ^{171}Tm le facteur d'interdiction de la partie M2 de la transition de 296 keV est environ 10^2 fois plus faible que celui de la transition M2 pure de 420 keV.

Ceci est peut-être encore simplement le reflet d'une surestimation du pourcentage M2 dans ces deux cas.

Les résultats obtenus pour les transitions M2 des noyaux déformés ^{165}Tm, ^{175}Lu, ^{237}Np et ^{180,182}W ont déjà été discutés dans le paragraphe 1 b de ce chapitre.

3. Conclusion.

Parmi les transitions M2 étudiées on peut distinguer celles pour lesquelles les modèles de base à particule indépendante dans un potentiel sphérique (S.A. MOSZKOWSKI) ou déformé (S.G. NILSSON) donnent une bonne description et celles pour lesquelles ces modèles sont insuffisants.

1° Noyaux pour lesquels l'accord théorie-expérience est satisfaisant

- Noyaux sphériques (bon accord avec le modèle de S.A. MOSZKOWSKI)

$F \sim 1$ (4 cas) noyaux magiques à une particule près et le ^{13}C

- Noyaux déformés (bon accord avec le modèle de S.G. NILSSON)

$0,1 < F < 10$ (17 cas) transitions permises K

$F > 10^4$ (8 cas) transitions interdites K.

2° Noyaux pour lesquels l'accord théorie-expérience n'est pas satisfaisant

- Noyaux déformés

$F < 0,1$ (4 cas)

$10 < F < 30$ (4 cas)

- Autres noyaux

$10 < F < 300$ (29 cas)

$F > 500$ (9 cas)

C'est seulement pour les noyaux dont le nombre des nucléons est magique à une unité près que le modèle de S.A. MOSZKOWSKI donne une bonne description des probabilités de transition M2. Pour les transitions permises K, des noyaux impairs déformés, avec un choix judicieux de g_s, nous obtenons de bons résultats que nous pouvons généralement un peu améliorer par l'introduction des forces de Coriolis. Une évaluation des effets du couplage particule-vibration est tout à fait souhaitable ; elle permettrait peut-être d'expliquer le choix que nous avons dû faire pour les rapports gyromagnétiques g_s et de mieux prévoir quelques unes des probabilités de transition des noyaux déformés. Pour les transitions interdites $\Delta K = 3$, nous avons montré que l'introduction des forces de Coriolis permettait de déterminer quantitativement les taux de

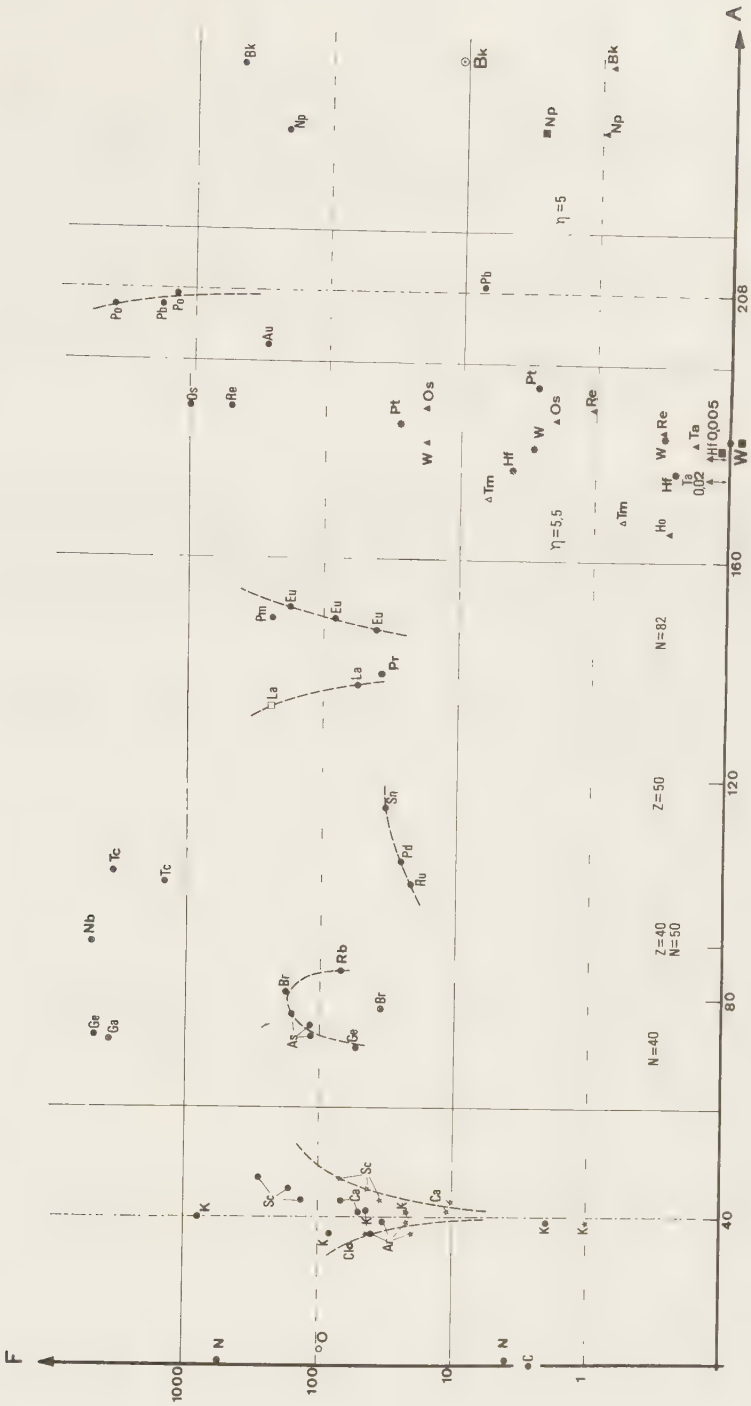


Figure 25 - Facteurs d'interdiction

- ● F_W pour les noyaux impairs
- ☆ F'_W pour les noyaux impairs ($A < 50$)
- ▲ $F_{P.R.}$ pour les noyaux impairs déformés
- ⊙ F_W pour les noyaux impairs-impairs
- * F_N pour les noyaux pairs-pairs
- □ F_W)
- ■ F_N) pour les parties M2 des transitions E1+M2.

transition observés, pour les transitions avec $\Delta K > 3$ il ne peut plus en être de même. Pour certains noyaux pairs déformés il serait nécessaire de mieux connaître la structure des niveaux excités qui interviennent. L'utilisation d'un potentiel déformé plus réaliste, de WOODS-SAXON, ne permet pas de modifier beaucoup les probabilités de transition M2 théoriques [72].

Pour les transitions M2 dans les noyaux voisins du ^{40}Ca, on a une variation très régulière du facteur d'interdiction F en fonction du nombre de masse, à partir du ^{39}K. De la même façon, dans la région du ^{208}Pb, il semble y avoir une variation du même type à partir du ^{209}Pb mais elle est alors très rapide. Dans les noyaux "intermédiaires" on peut aussi noter une certaine régularité de F_W avec une tendance à prendre des valeurs plus petites quand on s'approche des noyaux semi-magiques.

Un calcul pour l'^{115}Sn utilisant une interaction résiduelle de forme gaussienne permet d'avoir un très bon accord théorie-expérience. Il semble que dans les autres cas l'accord pourrait également être amélioré par un calcul du type KISSLINGER, SORENSEN , par exemple pour le ^{149}Pm et le ^{201}Tl à condition que l'on puisse considérer ces noyaux comme sphériques. Toutefois il est nécessaire de faire un calcul complet pour en être sûr car la probabilité de transition totale dépendra beaucoup des signes relatifs des termes qui interviendront.

CONCLUSION.

A priori l'étude systématique des probabilités de transition expérimentales M2 est très difficile. En effet si les niveaux de parités opposées ne sont pas voisins du niveau fondamental il y a inévitablement compétition entre le rayonnement M2 et des rayonnements E1, M1 ou E2 qui ont des probabilités d'émission beaucoup plus grandes et l'intensité du rayonnement M2 tend à devenir petite ou nulle (voir appendice I).

Malgré cela nous avons tenté d'accroître le nombre restreint des transitions connues avec certitude afin de voir s'il existait des classes nettement délimitées de transitions M2 et de trouver une correspondance entre ces classes et certaines propriétés nucléaires.

Pour cette étude nous avons réalisé un ensemble automatique de mesures de corrélations angulaires et utilisé deux méthodes pour mesurer des vies moyennes allant de quelques dizaines de picosecondes à quelques microsecondes, l'une met en jeu un convertisseur temps-amplitude, l'autre des retards électroniques variables. Pour connaître les limitations dans les mesures de faibles proportions de E2 ou M2 pour des transitions M1+E2 ou E1+M2, nous avons étudié en détail la transition de 329 keV du ^{140}Ce et montré ainsi qu'il était possible de mesurer à mieux que 50 % près des rapports de mélange de quelques pour mille à condition d'avoir éliminé les perturbations dues au couplages hyperfins. Pour les transitions de basse énergie la méthode à utiliser est la méthode HOOGENBOOM avec des jonctions Ge (Li), car elle permet d'éliminer au moins une partie du fond Compton.

Comme on pouvait s'y attendre la plupart de nos tentatives de détection de transitions M2 n'ont pas abouti (voir appendice I), mais nous avons pu tirer profit de certaines transitions mises en évidence fortuitement dans l'étalissement d'une vingtaine de schémas de niveaux.

Nous avons trouvé en tout 83 transitions M2 analysables et nous pouvons déjà signaler des régularités dans leurs facteurs d'interdiction. Ces régularités s'expliquent peut-être par le manque de sensibilité des probabilités de transition M2 à certaines caractéristiques nucléaires. En effet, nous avons montré que la probabilité de transition théorique était souvent peu sensible à la déformation du noyau, à l'introduction d'une déformation hexadécapolaire et aux forces de Coriolis. De même, contrairement à ce qui se passe pour les autres transitions magnétiques M1 et M3, elle est peu changée par l'utilisation d'un potentiel déformé de WOODS-SAXON à la place d'un potentiel d'oscillateur harmonique. Nous avons vérifié sur le cas de l'^{115}Sn que la probabilité de transition théorique M2 était également peu sensible aux paramètres de la force utilisée. Sauf dans le cas d'une transition entre un état à deux quasi-particules et l'état fondamental de noyaux pairs-pairs, elle est aussi insensible aux corrélations de paire quand on se trouve près de la surface de Fermi ; nous avons vérifié cela quantitativement dans les noyaux "intermédiaires".

La valeur élevée de nombreux facteurs d'interdiction semble donc due, non pas aux valeurs approximatives de certains paramètres utilisés, mais à une raison plus profonde qui tient aux modèles de base eux-mêmes.

les modèles de particule indépendante dans un potentiel sphérique ou déformé donnent d'assez bons résultats quand le noyau est magique à une particule près ou strictement rotationnel et le modèle de quasi-particules avec des interactions résiduelles convenables permet de bien estimer les probabilités de transition M2 dans les noyaux près des couches fermées. L'appendice I montre que le modèle en couche permet également de bien prévoir les flots d'isomérisme M2 et qu'il est difficile de construire des états collectifs M2, sauf peut-être dans les noyaux déformés.

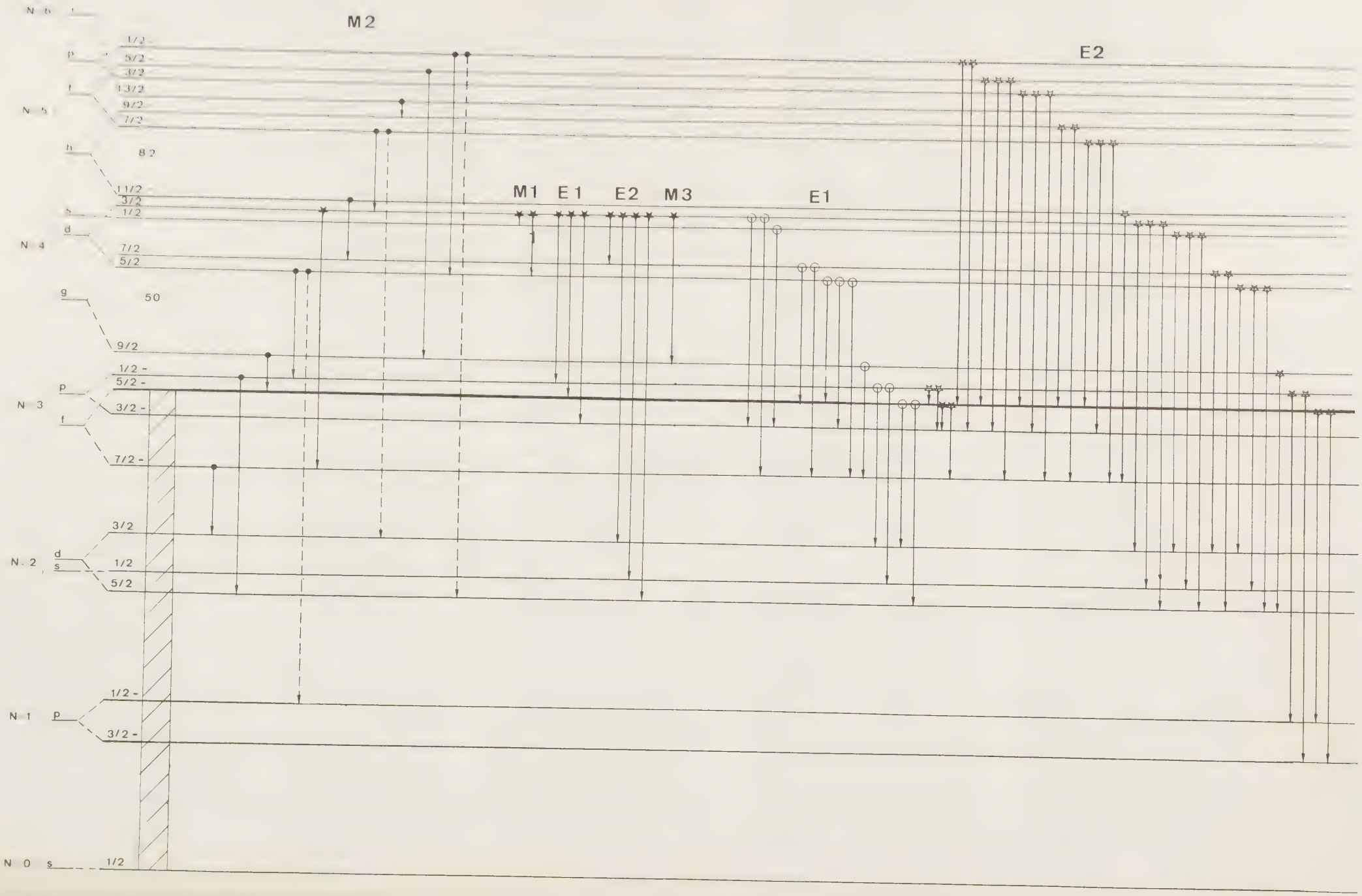
Dans la plupart des cas pour lesquels il subsiste un facteur d'interdiction assez important, il semble bien qu'on puisse expliquer sa valeur élevée par l'intervention du couplage d'une particule avec les vibrations du cœur, ce qui se traduit dans une description microscopique par des mélanges plus ou moins importants d'états à trois quasi-particules aux états à une quasi-particule. Il est remarquable que cette intervention soit si importante au voisinage immédiat du ^{208}Pb. Il n'est pas impossible que les grands facteurs d'interdiction observés, auprès des couches semi-magiques, pour N = 41 et Z = 41 et 43 soient dus au même phénomène ; il est possible qu'il y ait d'autres explications pour certains d'entre eux, par exemple de grandes déformations et des instabilités de forme pour les noyaux de ^{73}Ge et ^{101}Tc, les les moments quadrupolaires électriques étant parfois très grands dans cette région.

APPENDICE I

Sur la figure 26 nous donnons un schéma de l'ensemble des niveaux du modèle en couche. Dans la partie gauche de la figure nous indiquons toutes les transitions M2 permises par les règles de sélection du modèle en couche sphérique, nous pouvons remarquer qu'elles sont peu nombreuses. Nous donnons seulement les transitions avec $|\Delta j| = 2$ les mélanges E1+M2 avec une proportion importante de M2 étant rares.

La transition la plus basse a lieu entre les couches 2 d 5/2 et 1 p 1/2, c'est celle que nous observons dans le ^{13}C et l'^{16}O. De même la transition entre les couches 3 f 7/2 et 2 d 3/2 est observée dans les noyaux ayant A voisin de 40, celle entre les couches 4 g 9/2 et 3 f 5/2 est observée dans le Ge et le Ga, celle entre les couches 4 d 5/2 et 3 p 1/2 est peut-être celle observée dans le ^{73}Ge et le ^{101}Tc, enfin celle entre les couches 5 h 11/2 et 4 g 7/2 est observée dans les noyaux "intermédiaires". Il est peu probable d'observer des transitions entre des niveaux relativement éloignés énergétiquement ce qui est confirmé expérimentalement. Considérons la transition 4 d 3/2 → 3 f 7/2 nous avons noté sur cet exemple toutes les transitions M1, E1, E2 et M3 qui entrent en compétition avec la transition M2 ; les probabilités de transitions M1, E1, E2 sont plus grandes que les probabilités de transition M2 ce qui explique pourquoi la transition M2 est rarement observée.

Dans la partie droite de la figure 26 nous avons tracé un schéma analogue à celui donné par O. NATHAN et S.G. NILSSON [74] en supposant que les couches sont entièrement occupées jusqu'au niveau 3 f 5/2 qui est partiellement vide et en indiquant toutes les transitions E1 et E2 qui relient un état situé au-dessus de la surface de Fermi à un état situé en-dessous. Nous représentons ainsi schématiquement toutes les transitions de quasi-particule qui peuvent contribuer à une vibration. On peut remarquer que contrairement à ce qui se passe pour les transitions E1 le couplage spin-orbite rend possible un certain nombre de transitions M2 de basse énergie dues au changement d'état d'une particule mais qu'il est difficile de construire des états collectifs à partir de ces transitions dans les noyaux sphériques.


N 6
N 5
N 4
N 3
N 2
N 1
N 0
M2
M1
E1
E2
M3
E1
E2
1/2
5/2
3/2
13/2
9/2
7/2
82
11/2
3/2
1/2
7/2
5/2
50
9/2
1/2 -
5/2 -
3/2 -
7/2 -
3/2
1/2
5/2
1/2 -
3/2 -
1/2

APPENDICE II

BIBLIOGRAPHIE POUR TABLEAUX ET FIGURES.

Tableau III et Figures 13, 14.

^{13}C

C.1 - S. Gorodetzky, R.M. Freeman, A. Gallmann, F. Haas
Phys. Rev. 149 (1966) 801

C.2 - S. Gorodetzky, A. Gallmann, P. Fintz
J. Phys. Coll. n° 1 (1966) 91

C.3 - S. Gorodetzky, F. Beck, R. Bertini, E. Bożek, J. Chevallier, A. Knipper
J. Phys. Coll. n° 1 (1966) 112

C.4 - N.R. Fletcher, D.R. Tilley, R.M. Williamson
Nucl. Phys. 38 (1962) 18

C.5 - A.R. Poletti, J.W. Olness, E.K. Warburton
Phys. Rev. 151 (1966) 812

C.6 - A. Marquez, A.J.P.L. Policarpo, W.R. Phillips
Nucl. Phys. 36 (1962) 45

C.7 - M.G. Silbert
Phys. Rev. 127 (1962) 2113

C.8 - M.A. Nagarajan
Nucl. Phys. 52 (1964) 381

C.9 - B. Leroux, K. Sordo, J. Dalmas, R. Chastel
J. Phys. Coll. n° 1 (1966) 93

C.10 - D.G. Gerke, D.R. Tilley, N.R. Fletcher, R.M. Williamson
Nucl. Phys. 75 (1966) 609

C.11 - T.S. Katman, N.R. Fletcher, D.R. Tilley, R.M. Williamson
Nucl. Phys. 80 (1966) 449

C.12 - R.V. Poore, P.E. Shearin, D.R. Tilley, R.M. Williamson
Nucl. Phys. A 92 (1967) 97

C.13 - A.R. Poletti, E.K. Warburton, D. Kurath
Phys. Rev. 155 (1967) 1096

C.14 - J.J. Simpson, M.A. Clark, A.E. Litherland
Can. J. Phys. 40 (1962) 769

C.15 - M.A. Clark, J.J. Simpson, A.E. Litherland
Bull. Ann. Phys. Soc. II , 7 (1962) 60

^{29}Si

Si.1 - S. Gorodetzky, G. Bassompierre, A. Gallmann
Nucl. Phys. 62 (1965) 575

Si.2 - S.I. Baker, R.E. Segel
Phys. Rev. 170 (1968) 1046

Si.3 - A.J. Ferguson, P.J.M. Smulders, T.K. Alexander, J.A. Kuelmer, A.E. Litherland, R.W. Ollerhead
Conf. Tokyo 1967 (4 - 100)

Si.4 - R.W. Bercaw, F.B. Shull
Phys. Rev. 133 (1964) B 632

Si. 5 - M.A. Abuzeid, A.T. Baranik, MI.I. El-Zaiki, V.J. Gontchar, S.M. Morsy I.I. Zaloubovsky
Nucl Phys. 60 (1964) 264

Si.6 - R.L. Mc Grath
Nucl. Phys. 85 (1966) 161

Si.7 - S.W. Cosper, O.E. Johnson
Phys. Rev. 138 (1966) B 610

Si.8 - J.A. Becker, L.F. Chase Jr, R.E. Mc Donald
Phys. Rev. 157 (1967) 967

Si.9 - P.M. Endt, C. Van der Leun
Nucl. Phys. A 105 (1967) 1

^{35}Cl

Voir Si.9

Cl.1 - P. Taras, L.W. Oleksiuk, R.E. Azuma, J.D. Prentice
Phys. Rev. 164 (1967) 1386

Cl.2 - D.D. Watson
Phys. Let. 22 (1966) 183

Cl.3 - R.E. Azuma, L.W. Oleksiuk, J.D. Prendice, P. Taras
Phys. Rev. Let. 17 (1966) 659

Cl.4 - D.D. Watson, J.C. Manthuruthil, F.D. Lee
Phys. Rev. 164 (1967) 1399

^{37}Cl

Voir Si. 9

Cl. 1. 1 - J. Libert
Nucl. Phys. A 118 (1968) 185

Cl. 1. 2 - A.K. Hyder Jr, G.I. Harris, J.J. Perrizo, F.R. Kendziorski
Phys. Rev. 169 (1968) 899

Cl. 1. 3 - A.K. Hyder Jr, G.I. Harris
Phys. Let. 24 B (1967) 273

^{37}K

Voir Si. 9

K. 1 - D.R. Goosman, R.W. Kavanagh
Phys. Rev. 161 (1967) 1156

K. 2 - S.E. Arnell
Ark - Fys. 26 (1964) 153

^{39}K

Voir Si. 9

K1. 1 - M.B. Lewis, N.R. Roberson, D.R. Tilley
Phys. Rev. 168 (1968) 1205

K1. 2 - S.E. Arnell, K.C. Tripathie
Ark. Fys. 26 (1964) 485

K1. 3 - D.B. Nichols, M.T. Mc Ellistrem
Phys. Rev. 166 (1968) 1074

K1. 4 - J.H. Towle, W.B. Gilboy
Nucl. Phys. 72 (1965) 515

K1. 5 - D.A. Lind. R.B. Day
Ann. of Phys. 12 (1961) 485

K1. 6 - R.J. Peterson
Phys. Rev. 172 (1968) 1098

K1. 7 - J.S. Lopes, B.C. Robertson, R.D. Gill, R.A.I. Bell, H.J. Rose
Nucl. Phys. A 109 (1968) 241

K1. 8 - S. Hinds, R. Middleton
Nucl. Phys. 84 (1966) 651

K1. 9 - T.K. Alexander, C. Broude, O. Häusser, O. Pelte
Congrès de Montréal, 4-50 (1969)

^{41}K Voir Si.9

K2.1 - L.G. Elliott
Phys. Rev. 85 (1952) 942

K2.2 - T.C. Engelder
Phys. Rev. 90 (1953) 259

K2.3 - T. Alvager, H. Ryde, P. Thieberger
Ark. Fys. 21 (1962) 559

K2.4 - A.K. Valter et al.
Izvest. Akad. Nauk, Ser. Fiz 24 (1960) 891
" " " " " 26 (1962) 1137

K2.5 - J. Bleck, D.W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen, W. Ribbe
Phys. Lett. 28 B (1969) 651

^{43}Sc Voir Si.9 et Sc.1.1

Sc.1 - J.C. Merdinger, N. Schulz, R.W. Kavanagh
Nucl. Phys. A 115 (1968) 204

Sc.2 - J.J. Schwartz, W.P. Alford, T.H. Braid, L. Meyer-Schützmeister
Phys. Rev. 155 (1967) 1191

Sc.3 - K. Brandi, R. Engelmann, V. Hepp, E. Kluge, H. Krehbiel, U. Meyer-Berkhout
Nucl. Phys. 59 (1964) 33

Sc.4 - L. Broman
Ark. Fys. 26 (1964) 243

Sc.5 - L. Broman, J. Dubois
Nucl. Phys. 72 (1965) 529

Sc.6 - W.R. Phillips, R. de la Pena, T.A. Critchley
Nucl. Phys. A 90 (1967) 379

Sc.7 - R.D. Lawson, M.H. Mc Farlane
Phys. Rev. Let. 14 (1965) 152

Sc.8 - A.G. Demin, Y.P. Kushakevich
Sov. J. Nucl. Phys. 1 (1965) 138

Sc.9 - T.W. Conlon
Phys. Let. 24 B (1967) 661

Sc.10 - R.E. Holland, F.J. Lynch, K.E. Nystén
Phys. Rev. Let. 13 (1964) 241

Sc.11 - I.P. Johnstone
Nucl. Phys. A 110 (1968) 429

Sc.12 - L. Broman, J. Dubois, G. Holmén
Ark. Fys. 32 (1966) 407

^{45}Sc Voir Si.9 et Sc. 10

Sc1.2 - F.B. Malik, W. Scholz
Phys. Rev. 150 (1966) 919

Sc1.2 - C. Chasman, K.W. Jones, R.A. Ristinen
Phys. Rev. 173 (1968) 1072

Sc1.3 - A.E. Blaugrund, R.E. Holland, F.J. Lynch
Phys. Rev. 159 (1967) 926

Sc1.4 - O. Hansen, T.A. Belote, W.E. Dorenbusch
Nucl. Phys. A 118 (1968) 41

Sc1.5 - K.W. Jones, A. Schwarzchild
Phys. Rev. 148 (1966) 1148

Sc1.6 - F.T. Porter, M.S. Freedman, F. Wagner Jr, K.A. Orlandini
Phys. Rev. 146 (1966) 774

Sc1.7 - D. Gföller, A. Flammersfeld
Z. Phys. 187 (1965) 490

^{47}Sc Voir Si.9 - Sc.10 - Sc1.1

Sc2.1 - D.B. Fossan, A.R. Poletti
Phys. Rev. 168 (1968) 1228

Sc2.2 - H.J. Fischbeck
Phys. Rev. 173 (1968) 1078

Sc2.3 - T.T. Bardin, K. Runge, S.C. Wu
Nucl. Phys. 88 (1966) 169

Sc2.4 - J.J. Schwartz, W. Parker-Alford, A. Marinov
Phys. Rev. 153 (1967) 1248

Sc2.5 - H. Behrens
Z. Phys. 201 (1967) 153

Sc2.6 - J.J. Schwartz
Phys. Rev. Let. 18 (1967) 174

^{37}Ar Voir Si. 9

Ar. 1 - W. J. Naudé, A. Bottega, W. R. Mc Murray
Nucl. Phys. A 114 (1968) 551

^{39}Ar Voir Si. 9

Ar1. 1 - W. Fitz, R. Jahr, R. Santo
Nucl. Phys. A 114 (1968) 392

Ar1. 2 - J. R. Penning, H. R. Maltrud, J. C. Hopkins, F. H. Schmidt
Phys. Rev. 104 (1956) 740

Ar1. 3 - R. Bass, F. M. Salett-Bass
Nucl. Phys. A 95 (1967) 38

^{41}Ca Voir Si. 9

Ca. 1 - S. M. Smith, A. M. Bernstein, M. E. Rickey
Nucl. Phys. A 113 (1968) 303

Ca. 2 - H. Gruppelaar, P. Spilling
Nucl. Phys. A 102 (1967) 226

Ca. 3 - T. A. Belote, W. E. Dorenbusch, J. Rapaport
Nucl. Phys. A 120 (1968) 401

Ca. 4 - T. A. Belote, A. Sperduto, W. W. Buechner
Phys Rev. 139 (1965) B 80

Ca. 5 - P. P. Singh, R. E. Segel, R. H. Siemssen, S. Baker, A. E. Blaugrund
Phys. Rev. 158 (1967) 1063

Ca. 6 - G. Johnson
Thèse Orsay, 1969

^{43}Ca Voir Si. 9 - Ca. 1 - Ca. 3

Ca1. 1 - C. Chasman, K. W. Jones, R. A. Ristinen
Phys. Rev. 169 (1968) 911

Ca1.2 - T. Lindqvist
Ark. Fys. 12 (1957) 495

Ca1.3 - T. Engeland et E. Osnes
Phys. Let. 20 (1966) 424

Ca1.4 - R.S. Weaver, R. Barton
Can. J. Phys. 40 (1962) 660

Tableau IV et Figure 15.

^{191}Pt Voir Os 1, 2

Pt. 1 - A. Johansson, B. Nyman, G. Malmsten, S.E. Karlsson
Nucl. Phys. A 98 (1967) 278

^{199}Au

Au. 1 - A. Bäcklin, B. Fogelberg, S.G. Malmskog
Nucl. Phys. A 103 (1963) 337

Au. 2 - A. Bäcklin, S.G. Malmskog
Ark. Fys. 34 (1967) 59

Au. 3 - J. Borggreen, R.A. Naumann
Nucl. Phys. A 115 (1968) 14

Au. 4 - A. Braunstein, A. De-Shalit
Phys. Lett. 1 (1962) 264

Au. 5 - J. Jastrzebski
Phys. Lett. 3 (1963) 289

Au. 6 - A. De-Shalit
Phys Lett. 15 (1965) 170

^{201}Tl

Tl. 1 - G. Alaga, G. Ialongo
Nucl. Phys. A 97 (1967) 600

Tl. 2 - S. Hinds, R. Middleton, J.H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan
Nucl. Phys. 83 (1966) 17

Tl. 3 - A. Covello, G. Sartoris
Nucl. Phys. A 93 (1967) 481

^{197}Pb

Pb. 1 - J.H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, S. Hinds
Nucl. Phys. A 94 (1967) 457

Pb. 2 - A. Miranda
Nucl. Phys. A 92 (1967) 386

Pb.3 - V. Gillet, B. Giraud, M. Rho
Nucl. Phys. A 103 (1967) 257

Pb.4 - R.L. Murri, S.H. Vegors Jr
Phys. Rev. 162 (1967) 1147

Pb.5 - E.T. Jurney, H.T. Motz, S.H. Vegors Jr
Nucl. Phys. A 94 (1967) 351

^{209}Pb

Pb1.1 - J.H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, L. Vistisen, R. Chapman, S. Hinds
Nucl. Phys. A 113 (1968) 484

Pb1.2 - C. Ellegaard, J. Kantele, P. Vedelsby
Phys. Lett. 25 B (1967) 512

Pb1.3 - G.M. Grawley, B.V. Narasimha Rao, D.L. Powell
Nucl. Phys. A 112 (1968) 223

Pb1.4 - E.W. Hamburger
Phys. Rev. Let. 19 (1967) 36

Pb1.5 - S.A.A. Zaidi, J.L. Parish, J.G. Kulleck, C.F. Moore, P. Von Brentano
Phys. Rev. 165 (1968) 1312

Pb1.6 - N. Stein, C.A. Whitten Jr., D.A. Bromley
Phys. Rev. Let. 20 (1968) 113

Pb1.7 - E.M. Bernstein, D.D. Arm Strong
Phys. Lett. 26 B (1968) 365

Pb1.8 - G. Muehllehner, A.S. Poltorak, W.C. Parkinson, R.H. Bassel
Phys. Rev. 159 (1967) 1039

Po

Po.1 - C.K. Hargrove, W.M. Martin
Can. J. Phys. 40 (1962) 964

Tableau V et Figures 17, 18.

^{165}Ho

Ho. 1 - Bunker
Congrès de Dubna

Ho. 2 - G.G. Seaman, E.B. Bernstrein, J.M. Palms
Phys. Rev. 161 (1967) 1223

^{165}Tm

Tm. 1 - P. Paris
C.R. Acad. Sc. 263 B (1966) 656

Tm. 2 - T. Tamura
Nucl. Phys. A 115 (1968) 193

Tm. 3 - T.W. Conlon, R.A. Naumann, A.L. Mc Carthy
Nucl. Phys. A 104 (1967) 213

^{167}Tm

Tm1. 1 - P. Paris
J. Phys. 28 (1967) 388

^{169}Tm

Tm2. 1 - C. Günther, H. Hübel, A. Kluge, K. Krien, H. Tashinsky
Nucl. Phys. A 123 (1969) 386

Tm2. 2 - E.N. Kaufmann, J.D. Bowman, S.K. Bhattacherjee
Nucl. Phys. A 119 (1968) 417

Tm2. 3 - J.D. Bowman, J. de Boer, F. Boehm
Nucl. Phys. 61 (1965) 682

^{171}Tm

Tm3. 1 - J.S. Geiger, R.L. Graham, M.W. Johns
XVIIIeme Annual Conf. Riga, Février 1968

Tm3.2 - D.E. Raeside, J.J. Reidy, M.L. Wiedenbeck
Nucl. Phys. A 114 (1968) 529

Tm3.3 - D.G. Megli, G.P. Agin, V.R. Potnis, C.E. Mandeville
Nucl. Phys. A 107 (1968) 217

^{175}Lu

Lu.1 - L. Holmberg, L. Gidefeldt, M. Gunnerhed, B.G. Pettersson
Nucl. Phys. A 96 (1967) 305

Lu.2 - B.P. Singh, H.S. Dahiya, V.S. Pande
Prog. Theor. Phys. 39 (1968) 1363

Lu.3 - M.M. Minor, R.K. Sheline
Conf. Tokyo (1967) 4-91

Lu.4 - G.G. Seaman, E.M. Bernstein, J.M. Palms
Phys. Rev. 161 (1967) 1223

Lu.5 - H. CH. Pauli, K. Alder
Z. Phys. 202 (1967) 255

^{181}Ta

Voir Lu.4

Ta.1 - L. Beghian, F. Clikeman, F. Hofmann, F. Mahoney, S. Wilensky
Conf. Tokyo (1967) 4-114

Ta.2 - T.W. Conlon
Nucl. Phys. A 100 (1967) 545

Ta.3 - C. Sauer, E. Matthias, R.L. Mössbauer
Phys. Rev. Let. 21 (1968) 961

Ta.4 - K.E.G. Löbner
Z. Phys. 216 (1968) 372

^{175}Ta

Ta1.1 - B. Ader
Thèse, Orsay (1969)

^{183}Re

Re.1 - J.O. Newton
Nucl. Phys. A. 108 (1968) 353

Re.2 - S.A. Hjorth, H. Ryde, B. Skanberg
Conf. Tokyo (1967) 4-120

^{187}Re

Re1.1 - F. Widemann
Thèse, Orsay (1968)

Re1.2 - H. Langhoff
Phys. Rev. 159 (1967) 1033

^{187}Ir

Ir.1 - V.T. Gritsyna, A.P. Klyucharev, V.V. Remaev
Sov. J. Nucl. Phys. 4 (1967) 481

Ir.2 - T.W. Conlon
Nucl. Phys. A 100 (1967) 545

Ir.3 - Groupe Français Isolde
Communication privée

^{189}Ir

Ir1.1 - A. Fourrier, J. Jabstrezebski, P. Paris, P. Kilcher, J. Tréherne
C.R. Acad. Sc. 263 B (1966) 509

^{237}Np

Np.1 - T. Yamazaki, J.M. Hollander
Nucl. Phys. 84 (1966) 505

Np.2 - J.A. Stone, W.L. Pillinger
Phys. Rev. 165 (1968) 1319

^{249}Bk

Bk.1 - C.M. Lederer, J.M. Hollander I. Perlman
Tables des isotopes

^{177}Hf

Hf.1 - F.A. Rickey, R.K. Sheline
Phys. Rev. 170 (1968) 1157

Hf.2 - H.J. Haverfield, F.M. Bernthal, J.M. Hollander
U.C.R.L. 17 299 (1966) A 3

Hf.3 - F.M. Bernthal, J.O. Rasmussen
Nucl. Phys. A 101 (1967) 513

Hf.4 - S. Törnkvist, S. Ström, J.E. Thun, V. Schmidt, N. Baade
Nucl. Phys. A 117 (1968) 336

Hf.5 - F.A. Rickey, R.K. Sheline
Phys. Rev. Let. 17 (1966) 1057

Hf.6 - W.H. Brooker, T.A. Mc Math, J. Murray, J.A. Cameron
Can. J. Phys. 46 (1968) 1523

Hf.7 - H. CH. Pauli, K. Alder
Z. Phys. 202 (1967) 255

Hf.8 - J. Radeloff, N. Buttler, W. Kesternich, E. Bodenstedt
Nucl. Inst. Meth. 47 (1967) 109

^{179}Hf

Hf1.1 - P. Manfrass, A. Andreeff, R. Kästner, W. Bondarenko, N. Kramer, P. Prokofjew
Nucl. Phys. A 102 (1967) 563

Hf1.2 - H.P. Yule
Nucl. Phys. A 94 (1967) 442

Hf1.3 - Toshio Katoh
J. Phys. Soc. Jap. 25 (1968) 51

Hf1.4 - Toshio Katoh
Conf. Tokyo (1967)4-137

Hf1.5 - P. Manfrass, A. Andreeff, W. Bergmann, R. Kästner
Nucl. Phys. A 92 (1967) 123

Hf1.6 - A.I. Namenson, H.H. Bolotin
Phys. Rev. 158 (1967) 1206

^{181}W

W.1 - C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman
Tables des isotopes

^{183}W

W1.1 - P. Gilad, G. Goldring, R. Herber, R. Kalish
Nucl. Phys. A 91 (1967) 633

W1.2 - S.G. Malmskog, S. Wahlborn
Nucl. Phys. A 102 (1967) 273

W1.3 - W. Meiling, F. Stary, W. Andrejtscheff
Nucl. Phys. A 91 (1967) 49

W1.4 - E. Moll, U. Gruber
Z. Phys. 197 (1966) 113

W1.5 - R.R. Spencer, K.T. Faler
Phys. Rev. 155 (1967) 1368

W1.6 - E.R. Rae, W.R. Moyer, R.R. Fullwood, J.L. Andrews
Phys. Rev. 155 (1967) 1 301

^{185}W

W4.1 - T. Kuroyanagi, Tsutomu Tamura
Nucl. Phys. A 133 (1969) 554

^{185}Os

Voir Ir.3

^{187}Os

Os1.1 - K. Brandi, R. Engelmann, V. Hepp, E. Kluge, H. Krehbiel, U. Meyer-Berkhout
Nucl. Phys. 59 (1964) 33

Os1.2 - T.W. Conlon
Nucl. Phys. A 100 (1967) 545

Tableau V bis et Figure 19.

^{176}Hf

Hf2.1 - J. Borggreen, N.J.S. Hansen, T. Pedersen, L. Westgaard, J. Żylicz, S. Bjørnholm
Nucl. Phys. A 96 (1967) 561

Hf2.2 - H. Abou-Leila
Ann. Phys. 2 (1967) 181

Hf2.3 - Tsutomu Tamura
J. Phys. Soc. Jap. 23 (1967) 691

Hf2.4 - H.L. Nielsen, K. Wilsky, J. Zylicz, G. Sørensen
Nucl. Phys. A 93 (1967) 385

Hf2.5 - H. Hübel, W. Kesternich, P. Weight, E. Bodenstedt
Nucl. Phys. A 107 (1968) 106

Hf2.6 - H.L. Nielsen, K. Bonde Nielsen, N. Rud
Phys. Let. 27 B (1968) 150

Hf2.7 - S.M. Abecasis, H.E. Bosch
Nuov. Cim. 53 B (1968) 147

Hf2.8 - D.R. Bès, Z. Szymanski
Nucl. Phys. 28 (1961) 42

^{180}Hf

Voir Hf.8

Hf3.1 - G. Scharff-Goldhaber, M. Mc Keown
Phys. Rev. 158 (1967) 1105

Hf3.2 - G.C. Nelson, E.N. Hatch
Z. Phys. 202 (1967) 293

Hf3.3 - J. Gizon, A. Gizon
C.R. Acad. Sc. 264 B (1967) 1607

Hf3.4 - V.S. Gvozdev, V.N. Grigor'ev, Yu. V. Sergeenkov
Yadern Fiz. 8 (1968) 3

Hf3.5 - I. Ben-Zvi, P. Gilad, G. Goldring, P. Hillman, A. Schwarzschild, Z. Vager
Nucl. Phys. A 109 (1968) 201

^{190}Os Voir W1.5 - Hf.8

Os2.1 - R.F. Casten, J.S. Greenberg, G.A. Burginyon, D.A. Bromley
Phys. Rev. Let. 18 (1967) 912

^{184}Pt Voir W.2

^{180}W W2.1 - P.F.A. Goudsmit, J. Konijn, F.W.N. de Boer
Nucl. Phys. A 104 (1967) 497

W2.2 - J. Burde, R.M. Diamond, F.S. Stephens
Nucl. Phys. 85 (1966) 481

^{182}W W3.1 - O. Nilsson, S. Högberg, S-E. Karlsson, G.M. El.-Sayad
Nucl. Phys. A 100 (1967) 351

W3.2 - P.C. Mangal, S.P. Sud, P.N. Trehan
Conf. Tokyo (1967)4-129

W3.3 - B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti
Phys. Let. 24 B (1967) 522

W3.4 - M.O. Shaker, A.A. Kresnin
Nucl. Phys. A 92 (1967) 57

W3.5 - S.M. Abecasis, H.E. Bosch
Nuov. Cim. 53 B (1968) 147

W3.6 - M. Bogdanović, M. Mladjenović, R. Stepić
Z. Phys. 216 (1968) 267

W3.7 - D. Agresti, E. Kankeleit, B. Persson
Phys. Rev. 155 (1967) 1342

W3.8 - W. Meiling, F. Stary
Nucl. Phys. 84 (1966) 534

Tableau VI et Figures 20, 21, 22.

^{73}As

As.1 - C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman
Tables des isotopes

^{75}As

Voir As.1

As1.1 - N. Imanishi, F. Fukuzawa, M. Sakisaka, Y. Uemura
Nucl. Phys. A 101 (1967) 654

As1.2 - R.L. Robinson, F.K. Mc Gowan, P.H. Stelson, W.T. Milner
Nucl. Phys. A 104 (1967) 401

As1.3 - Matz Höjeberg, Sven G. Malmskog
Nucl. Phys. A 133 (1969) 691

^{77}As

Voir As.1

As2.1 - D.P. Donnelly, J.J. Reidy, M.L. Wiedenbeck
Nucl. Phys. A 112 (1968) 145

^{81}Br

Voir As.1

^{85}Rb

Voir As.1

^{71}Ge

Ge.1 - As.1

Ge.2 - L.H. Goldman
Phys. Rev. 165 (1968) 1203

Ge.3 - W. Mannhart, H.K. Vonach
Z. Phys. 210 (1968) 13

^{73}Ge

Voir As.1

^{101}Tc

Voir As.1

Tc.1 - P.K. Peker, V.V. Sisalov
XXème Conférence de Spectroscopie de Léningrad

^{137}La

La.1 - J.R. Van Hise, G. Chilosi, N.J. Stone
Phys. Rev. 161 (1967) 1254

La.2 - A. Marelius, P. Sparrman, S-E. Hägglund
Nucl. Phys. A 95 (1967) 632

^{139}Pr

Pr.1 - D.B. Beery, R. Muthukrishnan, W.H. Kelly, Wm.C. Mc Harris
Congrès de Montréal 7-12 (1969)

^{149}Pm

Pm.1 - K. Heyde, P.J. Brussaard
Nucl. Phys. A 104 (1967) 81

Pm.2 - A. Bäcklin, S.G. Malmskog, H. Solhed
Ark. Fys. 34 (1967) 495

Pm.3 - P.N. Tandon, H.G. Devare
Conf. Tokyo (1967) 4-156

Pm.4 - K.P. Gopinathan, R.M. Singru
Phys. Rev. 150 (1966) 985

Eu

Eu.1 - T.W. Conlon
Nucl. Phys. A 100 (1967) 545

Eu.2 - C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman
Table des isotopes

^{101}Ru

Ru.1 - J.S. Evans, R.A. Naumann
Phys. Rev. 140 (1965) B 559

Ru.2 - O.C. Kistner, A. Schwarzchild
Phys. Rev. 154 (1967) 1182

Ru.3 - K. Averbach, K. Siepe, J. Wittkemper, H.J. Körner
Phys. Let. 23 (1966) 367

^{105}Pd

Pd.1 - W.R. Pierson
Phys. Rev. 140 (1965) B 1516

Pd.2 - J. Rivier, A. Gizon
C.R. Acad. Sc. 266 B (1968) 1161

Pd.3 - A.L. Mc Carthy, B.L. Cohen, L.H. Goldman
Phys. Rev. 137 (1965) B 250

Pd.4 - S.H. Vegors, P. Axel
Phys. Rev. 101 (1956) 1067

^{109}Cd

Cd.1 - K.H. Bhatt
Phys. Let. 24 B (1967) 22

Cd.2 - K. Brandi, R. Engelmann, V. Hepp, E. Kluge, H. Krehbiel, U. Meyer-Berkhout
Nucl. Phys. 59 (1964) 33

^{115}Sn

Sn.1 - E. Ivanov, A. Alevra, D. Plostinaru, N. Martalogu, R. Dumitrescu
Nucl. Phys. 54 (1964) 177

Sn.2 - E.L. Murri, L.D. Mc Isaac, R.G. Helmer
Phys. Rev. 155 (1967) 1263

Sn.3 - E.J. Schneid, A. Prakash, B.L. Cohen
Phys. Rev. 156 (1967) 1316

Tableau VII.

^{14}N	N.1 -	F. Haas Thèse, Strasbourg (1969)
^{40}K	K3.1 -	P.J. Twin, W.C. Olsen, E. Wong Phys. Let. 29 B (1969) 570 Congrès de Montréal 4-15 (1969)
^{72}Ga	Ga.1 -	A. Kjelberg, E. Hagebø, R. Nordhagen Nucl. Phys. A 111 (1968) 193
	Ga.2 -	H. Kugler Nucl. Phys. A 137 (1969) 281
^{78}Br	Br1.1 -	A.W. Schardt, A. Goodman Phys. Rev. 123 (1961) 893
^{80}Nb	Nb.1 -	C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman Table des isotopes
^{170}Lu	Lu1.1 -	J. Treherne, J. Vanhorenbeeck, J. Valentin Orsay, Rapport interne E68.19
	Lu1.2 -	C. Ekström, I. Lindgren, H. Nyqvist, A. Rosén, K.E. Ädelroth Phys. Let. 26 B (1968) 146

Lu1.3 - H. Abou-Leila, R. Ceuleneer, T. Vanhorenbeeck
Nucl. Phys. A 115 (1968) 635

Lu1.4 - J.P. Husson
J. Phys. 28 (1967) 271

^{250}Bk Voir Nb.1

Tableau VIII

^{103}Rh	Rh1.1 -	J.C. Manthuruthil, Hans-J. Hennecke, C. Richard Cothern Phys. Rev. 165 (1968) 1363
	Rh1.2 -	S.P. Sud, K.K. Suri, B.K. Arora, P.C. Mangal, P.N. Trehan Congrès de Montréal 4-49 (1969)
^{133}La	La1.1 -	C. Gerschell Nucl. Phys. A 108 (1968) 337
	La1.2 -	H. Abou-Leila, C. Gerschell, N. Perrin C.R. Acad. Sc. 265 (1967) 1131
^{155}Gd	Gd.1 -	M.L. Nielsen, K. Wilsky Nucl. Phys. A 115 (1968) 377
	Gd.2 -	H. Blumberg, B. Persson, M. Bent Phys. Rev. 170 (1968) 1076
	Gd.3 -	K.E.G. Löbner Phys. 216 (1968) 372
	Gd.4 -	P.H. Blichert-Toft, E.G. Funk, J.W. Mihelich Nucl. Phys. A 96 (1967) 190
	Gd.5 -	R.K. Sheline, M.J. Bennett, J.W. Dawson, Y. Shida Phys. Let. 26 B (1968) 14
	Gd.6 -	C. Foin, J. Oms, J.L. Barat J. Phys. 28 (1968) 861
	Gd.7 -	B.I. Deutch, F.R. Metzger, F.J. Wilhelm Nucl. Phys. 16 (1960) 81
	Gd.8 -	P. Alexander Nucl. Phys. A 108 (1968) 145
	Gd.9 -	J. Kormicki, H. Niewodniczański, Z. Stachura, K. Zuber, A. Budziak Nucl. Phys. A 102 (1967) 253
	Gd.10 -	S.G. Malmskog Ark. Fys. 33 (1967) 291

Gd.11 - J. Oms, C. Foin, A. Baudry
C.R. Acad. Sc. 266 B (1968) 1292

Gd.12 - M.E. Bunker, C.W. Reich
Phys. Let. 25 B (1967) 396

Gd.13 - A.J. Soinski, E. Karlsson, D.A. Shirley
Phys. Let. 26 B (1968) 440

Gd.14 - B.N. Subba Rao
Nuov. Cim. 16 (1960)283

Gd.15 - A. Krusche, D. Bloess, F. Münnich
Z. Phys. 192 (1966) 490

^{161}Dy

Dy.1 - B. Khurgin, S. Ofer, M. Rakavy
Nucl. Phys. A 110 (1968) 577

Dy.2 - D. Ashery, N. Bahcall, G. Goldring, A. Sprinzak, Y. Wolfson
Nucl. Phys. A 101 (1967) 51

Dy.3 - A. GIZON
J. Phys. 27 (1966) 411

Dy.4 - W. Meiling, F. Stary
Nucl. Phys. 74 (1965) 113

Dy.5 - R.K. Sheline, M.J. Bennett, J.W. Dawson, Y. Shida
Phys. Let. 26 B (1967) 14

Dy.6 - W. Henning, D. Heunemann, W. Weber, P. Kienle, H.J. Körner
Z. Phys. 207 (1967) 505

Dy.7 - G.B. Hagemann, A. Tveter
Phys. Let. 26 B (1968) 136.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] B. Coqblin
Thèse Orsay (1968)

[2] M. Rho
Nucl. Phys. 65 (1965), 498

[3] L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen
Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853

[4] R.A. Uher, R.A. Sorensen
Nucl. Phys. 86 (1966) 1

[5] R.J. Lombard
Nucl. Phys. A 117 (1968) 365
A paraître

[6] H.J. Körner et al.
Z. Phys. 173 (1963) 203

[7] M. Schmorak et al.
Phys. Rev. 134 (1964) B 718

[8] R.M. Lévy
U.C.R.L. 11663

[9] R.M. Lévy, D.A. Shirley
Phys. Rev. 140 (1965) B 811

[10] J.L. Irigarray et al.
J. Phys. Rad. Coll. mars 1967

[11] N. Kaplan et al.
Phys. Lett. 3 (1963) 291

[12] C. Bourgeois
Thèse de 3ème Cycle, Orsay - A paraître

[13] H.W. Baer et al.
Nucl. Phys. 86 (1966) 332

[14] M. Huguet et al.
C.R. Acad. Sc. Paris t 263 (1966) B 79

[15] M.S. El Nesr, G.M. El Sayad
Z. Phys. 194 (1966) 125

[16] M.S. El Nesr, M.R. El Aassar
Z. Naturforschg 22 a (1967) 29

[17] M.S. El Nesr et al.
Atomkerenergie 11 (1966) 307

[18] S.E. Karlsson et al.
Nucl. Phys. A 100 (1967) 113

[19] H.W. Baer et al.
Nucl. Phys. A 113 (1968) 33

[20] C.W. Shinners
Thèse, Louisiana State University (1965)

[21] Girish Chandra
Nuovo Cimento 31 (1964) 297

[22] J. BURDE et al.
Nucl. Sc. Abst. 22, n° 20639

[23] H. Krehbiel
Phys. Let. 13 (1964) 65

[24] Per Salling
Nucl. Phys. 65 (1965) 520

[25] W.M. Currie
Nucl. Phys. 32 (1962) 574

[26] S. Ofer, A. Schwarzschild
Phys. Rev. 116 (1959) 725

[27] P. Kilcher
Communication privée

[28] D.H. White
Nucl. Inst. and Meth. 21 (1963) 209

[29] M.E. Rose
Phys. Rev. 91 (1953) 610

[30] A.M. Feingold, S. Frankel
Phys. Rev. 97 (1955) 1025

[31] H. Frauenfelder, R.M. Steffen
α - β - γ ray spectroscopy, edit. K.Siegbahn, North Holland publishing Co (1965), page 1193

[32] A. Abragam, R.V. Pound
Phys. Rev. 92 (1953) 943

[33] D. Dillenburg, Th. A.J. Maris
Nucl. Phys. 33 (1962) 208

[34] E. Matthias, W. Schneider, R.M. Steffen
Phys. Rev. 125 (1962) 261
Phys. Let. 4 (1963) 41
Ark. Fys. 24 (1963) 97

[35] G. Valladas et al.
J. Phys. Rad. 16 (1955) 125

[36] J. Block, A. Shirley
Phys. Rev. 140 (1965) B 811

[37] W.W. Black
Phys. Rev. 132 (1963) 1193

[38] R.C. Bannerman et al.
Phil. Mag. 42 (1951) 1097

[39] W.H. Kelley, M.L. Wiedenbeck
Phys. Rev. 102 (1956) 1130

[40] H.H. Bolotin et al.
Phys. Rev. 99 (1955) 62

[41] S.A. Moskowski
α , β , γ ray spectroscopy, édit. K. Siegbahn, North Holland publishing Co (1965)

[42] T. Tamura, T. Udagawa
Prog. Theoret. Phys. (Kyoto) 26 (1961) 947

[43] O. Rahmouni
Thèse, Orsay (1968)

[44] B. Čujec
Phys. Rev. 131 (1963) 735

[45] H. Bakhru, R.I. Morse, I.L. Preiss
Can. J. Phys. 47 (1969) 419

[46] R. Foucher, A.G. De Pinho
J. Phys. 22 (1961) 701
J. Phys. 23 (1962) 22

[47] S.G. Nilsson
Dan. Mat. Fys. Medd. 29 (1955) n° 16

[48] L.A. Sliv, I.M. Band
α , β , γ ray spectroscopy, édit. K. Siegbahn, North Holland publishing (1965)

[49] R.S. Hager, E.G. Seltzer
Int. Conv. Tables, Cal. Inst. of Tech. Pasadena (1967)

[50] G. Monsonego, R. Piepenbring
Nucl. Phys. 78 (1966) 265

R. Piepenbring
Thèse, Strasbourg (1966)

[51] D. Kurath, R.D. Lawson
Phys. Rev. 161 (1967) 915

[52] V. Gillet, N. Vinh Mau
Nucl. Phys. 54 (1964) 321

[53] G. Morpurgo
Phys. Rev. 114 (1959) 1075
Phys. Rev. 110 (1968) 721

[54] E.K. Warburton
Isobaric spin in nuclear physics, édit. J.D. Fox et D. Robson (Acad. press.Inc., New York, 1966)

[55] J. Solf, W.R. Hering, J.P. Wurm, E. Grosse
Phys. Let. 28 B (1969) 413

[56] G. Vallois, J. Saudinos, O. Beer, M. Gendrot, P. Lopato
Phys. Let. 22 (1966) 659

[57] C. Ellegaard, P. Vedelsby
Phys. Let. 26 B (1968) 155

[58] Nuclear data Sheets

[59] C. Gustafson, I.L. Lamn, B. Nilsson, S.G. Nilsson
Ark. Fys. 36 (1967) 613

[60] O. Prior, F. Boehm, S.G. Nilsson
Nucl. Phys. A 110 (1968) 257

[61] K. Kumar, M. Baranger
Nucl. Phys. A 122 (1968) 273

[62] D.A. Arseniev, A. Sobiczewski, V.G. Soloviev
Nucl. Phys. A 126 (1969)15
Nucl. Phys. A 139 (1969) 269

[63] S.G. Nilsson
Communication privée

[64] T.T.S. Kuo, E.U. Baranger, M. Baranger
Nucl. Phys. 79 (1966) 513

[65] T.T.S. Kuo
Thèse, Université de Pittsburgh (1964)

[66] C. Quesne
Thèse, Université libre de Bruxelles (1968)

[67] R. Arvieu, O. Bohigas, C. Quesne
Nucl. Phys. A paraître

[68] N.N. Bogoliubov
JETP (Soviet Phys.) 7 (1958) 91
Nuo. Cim. 1 (1958) 794

J.G. Valatin
Nuo. Cim. 1 (1958) 893

[69] A. Plastino, R. Arvieu, S.A. Moszkowski
Phys. Rev. 145 (1966) 837

[70] K. Bleuler, M. Beiner, R. De Tourreil
Nuo. Cim. 52 B (1967) 45

M. Beiner
Communication privée

[71] K.E.G. Löbner, S.G. Malmskog
Nucl. Phys. 80 (1966) 505

[72] H. Schulz, H.T. Wiebicke
Preprint, Dubna (1968)

[73] N.I. Piatov
Preprint, Dubna, (1963).

[74] O. Nathan, S.G. Nilsson
α, β, γ ray spectroscopy, édit. K. Siegbahn, North Holland publishing Co (1965).

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé

Paris, le 27 Mai 1970

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

Marc. ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

Robert MALLET

Se. 3e C. 6705 (4)